

Kohärente Modellierung von Radarrückstreuung für die Anwendung in Polarimetrischer SAR Interferometrie

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.
Institut für Hochfrequenztechnik
Abteilung: Mikrowellensysteme
D-82230 Weßling

Oberpfaffenhofen, im Mai 2000

Institutsleiter:
Dr. rer. nat. W. Keydel

Verfasser:
Thomas Börner

Abteilungsleiter:
Dr. D Hounam

Diese Arbeit erscheint gleichzeitig als von der Fakultät für Geowissenschaften, Institut für Geographie der Universität München zur Erlangung der Würde eines Doktorgrades der Naturwissenschaften genehmigte Abhandlung.

Radarrückstreuung mit synthetischer Apertur (SAR), Interferometrie, Polarimetrie, Polarimetrische SAR Interferometrie, Kohärentes Streumodell, Streumatrix, Kohärenz, Oberflächenstreuung, Volumenstreuung

Kohärente Modellierung von Radarrückstreuung für die Anwendung in Polarimetrischer SAR Interferometrie

Übersicht

In der vorliegenden Arbeit wird ein kohärentes Modell zur Beschreibung der Radarrückstreuung formuliert, mit dem es möglich ist, sowohl polarimetrische als auch interferometrische Streuszenarien zu simulieren. Das Modell wird hierbei möglichst allgemein gehalten und soll als Grundstock für spätere Erweiterungen dienen. Die zentralen Punkte sind die Beschreibung von Oberflächen- und Volumenstreuung und ihr Verhalten in bezug auf polarimetrische und interferometrische Observablen. Anhand geeigneter Szenarien wird das Modell auf die theoretische und physikalische Konsistenz überprüft und Möglichkeiten für die Extraktion geophysikalischer Parameter aus Radardaten erörtert. Hierzu gehören z. B. Bodenfeuchte und Bodenrauigkeit, Vegetationstypen und Biomasse. Im experimentellen Teil werden diese Anwendungsmöglichkeiten abschließend anhand realer SAR-Daten und entsprechender Ground-Truth Informationen auf ihre Durchführbarkeit und Genauigkeit getestet und bewertet.

Synthetic Aperture Radar (SAR), Interferometry, Polarimetry, Polarimetric SAR Interferometry, Coherent Scattering Model, Scattering Matrix, Coherence, Surface Scattering, Volume Scattering

Development of a Coherent Scattering Model for Polarimetric SAR Interferometry Applications

Summary

This study presents a coherent polarimetric scattering model, which can be used for interferometric simulation of scattering scenarios. The model will be as universal as possible, because it should represent a solid basis for future extensions. The work concentrates on the clear description of surface and volume scattering effects and their impact on polarimetric and interferometric observables. The model will be proved for physical consistency using suitable scattering scenarios, and possibilities for the extraction of geo-physical parameters will be discussed. Those parameters are particularly surface moisture and roughness, vegetation types and biomass. A validation using real SAR data in combination with ground truth data will prove those possibilities and conclude the work.

Seeing what can't be seen,
then convincing someone
that you're right.

(Unconventional Definition of Radar Remote Sensing
of David Pairman, Landcare Research, New Zealand)

gewidmet meiner Frau Monika

Symbole und Abkürzungen

| | |
|---------------------|--|
| A_0 | Rückstreuamplitude des Empfangssignals |
| a | komplexe Reflektivitätsfunktion |
| a | komplexe Amplitude |
| $a_{m,n}$ | reelle Amplituden des Feldstärkevektors in einer beliebigen polarimetrischen Basis $\{m,n\}$ |
| α | Winkel zwischen der Basislinie und der Horizontalen |
| α | α -Winkel (Streumechanismus) |
| $\alpha_{h,v}$ | Reflexionskoeffizienten in horizontaler bzw. vertikaler Polarisation für das Bragg-Oberflächenmodell |
| B | Basislinie |
| B_p | parallele Komponente der Basislinie |
| B_s | senkrechte Komponente der Basislinie |
| b | komplexe Amplitude |
| β | β -Winkel (Orientierung eines Streumechanismus) |
| $[C_3]$ | 3×3 Kovarianzmatrix |
| $C(\tau_x, \tau_y)$ | Korrelationsfunktion der Oberflächenfunktion $f(x,y)$ |
| c | $= 2.99792458 \cdot 10^8$ m/s (Lichtgeschwindigkeit) |
| c | komplexe Amplitude |
| γ | Kohärenz |
| γ | Objektphase eines Streumechanismus |
| γ_{mnpq} | Kohärenz zwischen beliebigen Polarisationen |
| d | komplexe Amplitude |
| $\delta_{m,n}$ | Phase des Feldstärkevektors in einer beliebigen polarimetrischen Basis $\{m,n\}$ |
| δ | Objektphase eines Streumechanismus |
| \underline{E} | Jones-Vektor (elektrisches Feld) |
| \underline{E} | elektrisches Feld innerhalb eines dielektrischen Ellipsoids |
| \underline{E}_0 | komplexer Amplitudenvektor des elektrischen Feldes |

| | |
|-----------------------|--|
| \underline{E}_0 | angewandtes elektrisches Feld |
| $E_{m,n}$ | Komponenten des elektrischen Feldes in einer beliebigen polarimetrischen Basis $\{m,n\}$ |
| \underline{E}_\perp | ein zu \underline{E} orthogonaler Vektor |
| $\underline{E}^{(e)}$ | einfallendes elektrisches Feld |
| $\underline{E}^{(r)}$ | reflektiertes elektrisches Feld |
| \underline{e}_i | Eigenvektor |
| ε | relative komplexe Dielektrizitätskonstante |
| \underline{F} | Feldstärkevektor |
| $F_{m,n}$ | Komponenten des Feldstärkevektors in einer beliebigen polarimetrischen Basis $\{m,n\}$ |
| $F(k_x, k_y)$ | Fouriertransformierte der Oberflächenfunktion $f(x,y)$ |
| $f(t)$ | Frequenz zur Zeit t |
| $f(x,y)$ | Oberflächenfunktion |
| η | Drehwinkel |
| H | Entropie |
| h_0 | Sensorhöhe |
| h_B | Baumhöhe |
| θ | Blickwinkel des Sensors |
| θ | Orientierung eines Streumechanismus in bezug auf die Blickrichtung des Sensors |
| θ_{ra} | Winkelauflösung eines Radars mit realer Apertur |
| θ_{sa} | Winkelauflösung eines Radars mit synthetischer Apertur |
| θ_{lok} | lokaler Einfallswinkel |
| k_a | Wellenzahl des Empfangssignals in Azimuth |
| k_r | Wellenzahl des Empfangssignals in Entfernung |
| \underline{k} | Wellenzahlvektor |
| $\underline{\kappa}$ | Wellenzahlvektor |
| $\kappa_{m,n}$ | komplexer Extinktionskoeffizient in einer beliebigen polarimetrischen Basis $\{m,n\}$ |
| L_i | Verhältnisse der Hauptachsen x_i eines Ellipsoids |
| ℓ | Korrelationslänge |
| l_{ra} | Länge der realen Apertur |
| l_{sa} | Länge der synthetischen Apertur |
| λ | Wellenlänge |
| λ_i | Eigenwert |
| m | Gewichtung von Streuvorgängen |

| | |
|--------------------------|--|
| μ | komplexer Streukoeffizient |
| \underline{n} | Oberflächennormale |
| P_i | Wahrscheinlichkeit |
| \underline{P} | Polarisation |
| p | Dipolmoment |
| π | = 3.141592654... |
| $[R_i]$ | Euler-Rotationsmatrix |
| \underline{R} | Abstandsvektor von Sensor zum Ziel |
| R_0 | minimaler Abstand des Sensors zum Ziel |
| $R(t)$ | Abstand des Sensors zum Ziel zur Zeit t |
| $R_a(t)$ | Referenzfunktion in Azimuth zur Zeit t |
| $R_{h,v}$ | Fresnel'sche Reflexionskoeffizienten für horizontale bzw. vertikale Polarisation |
| R_{sr} | Entfernung in slant range |
| R_{gr} | Entfernung in ground range |
| \underline{r} | Ortsvektor |
| r_i | Entfernung des Sensors zum Ziel |
| ρ | komplexes Polarisationsverhältnis |
| ρ | Polarisierbarkeit |
| ρ_{sr} | räumliche Auflösung in slant range |
| ρ_{gr} | räumliche Auflösung in ground range |
| ρ_{ra} | räumliche Auflösung der realen Apertur in Azimuth |
| ρ_{sa} | räumliche Auflösung der synthetischen Apertur in Azimuth |
| $[S]$ | Streumatrix |
| $[S]^{(refl)}$ | Streumatrix in Reflexionsrichtung |
| S_{mn} | Komponenten der Streumatrix in einer beliebigen polarimetrischen Basis $\{m,n\}$ |
| S_i | Sensorposition |
| $S_a(t)$ | Empfangssignal in Azimuth zur Zeit t |
| s_i | komplexer Wert eines prozessierten Bildpunktes |
| \underline{s} | Streuvektor |
| \underline{s}_{hv} | Streuvektor in der Borgeaux-Basis |
| \underline{s}_p | Streuvektor in der Pauli-Basis |
| $\underline{s}^{(r)}$ | Streuvektor für den Fall der Rückwärtsstreuung |
| $\underline{s}^{(v)}$ | Streuvektor für den Fall der Vorwärtsstreuung |
| $\underline{s}^{(refl)}$ | Streuvektor in Reflexionsrichtung |
| σ | Standardabweichung |

| | |
|--------------------|--|
| $\sigma_{0,...,3}$ | Pauli-Matrizen |
| $[T_3]$ | 3×3 Kohärenzmatrix |
| $[T_6]$ | 6×6 Kohärenzmatrix |
| t | Zeit |
| t_{max} | maximale Beleuchtungszeit |
| τ | Pulsdauer |
| τ | Drehwinkel |
| $[U_2]$ | unitäre 2×2 Transformationsmatrix |
| $[U_3]$ | unitäre 3×3 Transformationsmatrix |
| V | Volumen |
| $V_a(t)$ | komprimiertes Signal in Azimuth zur Zeit t |
| $V_r(t)$ | komprimiertes Signal in Entfernung zur Zeit t |
| v | Fluggeschwindigkeit |
| Φ_i | Phase des Empfangssignals |
| Φ_{obj} | Objektphase |
| Φ | Interferometrische Phase |
| ϕ | Interferometrische Phase |
| ϕ | Objektphase eines Streumechanismus |
| $\varphi(t)$ | Phasenverlauf eines Punktziels |
| W | Systembandbreite |
| $W_a(t)$ | Gewichtungsfunktion in Azimuth zur Zeit t |
| $W(k_x, k_y)$ | Leistungsdichtespektrum Oberflächenfunktion $f(x, y)$ |
| \underline{w} | allgemeiner Streumechanismus (komplexer unitärer Vektor) |
| χ | Elliptizität der Polarisationsellipse |
| ψ | Orientierung der Polarisationsellipse |
| ω | Kreisfrequenz |
| | |
| BSA | Backscattering Alignment Convention |
| C-Band | $\lambda \approx 5.3$ cm |
| GO | Geometrische Optik |
| L-Band | $\lambda \approx 23$ cm |
| P-Band | $\lambda \approx 70$ cm |
| PO | Physikalische Optik |
| PRF | Pulse Repetition Frequency |
| RAR | Real Aperture Radar |

| | |
|--------|--------------------------------|
| SAR | Synthetic Aperture Radar |
| SLAR | Side Looking Aircraft Radar |
| SPM | Small Perturbation Model |
| TDR | Time Domain Reflectometer |
| X-Band | $\lambda \approx 3 \text{ cm}$ |

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Einleitung | 12 |
| 1.1 | Modelle – Stand der Wissenschaft..... | 13 |
| 1.2 | Sensoren – Stand der Technik | 15 |
| 1.3 | Zielsetzung und Aufbau der Arbeit | 18 |
| 2 | Grundlagen | 21 |
| 2.1 | Radar mit synthetischer Apertur (SAR)..... | 21 |
| 2.1.1 | Von der realen zur synthetischen Apertur..... | 21 |
| 2.1.2 | Prozessierung von SAR-Daten..... | 24 |
| 2.1.2.1 | Phasenverlauf eines Punktziels..... | 24 |
| 2.1.2.2 | Prozessierung in Azimut | 26 |
| 2.1.2.3 | Prozessierung in Entfernung | 27 |
| 2.1.3 | Informationsgehalt von SAR-Bildern und ihre Interpretation | 29 |
| 2.2 | Interferometrie | 30 |
| 2.2.1 | Aufnahmegeometrie..... | 30 |
| 2.2.2 | Kohärenz | 35 |
| 2.3 | Polarimetrie..... | 39 |
| 2.3.1 | Polarisation einer elektromagnetischen Welle | 39 |
| 2.3.2 | Komplexes Polarisationsverhältnis | 41 |
| 2.3.3 | Polarisations-Basiswechsel | 42 |
| 2.3.4 | Streuung einer polarisierten elektromagnetischen Welle..... | 43 |
| 2.3.5 | Basistransformation der Streumatrix | 44 |
| 2.3.6 | Beschreibung von Streuvorgängen durch Zielzerlegung | 45 |
| 2.3.6.1 | Kohärente Zielzerlegungsverfahren..... | 46 |
| 2.3.6.2 | Entropie – α – Klassifikationsschema | 49 |
| 2.4 | Polarimetrische Interferometrie | 54 |
| 3 | Kohärente Modellierung von Radarrückstreuung | 58 |
| 3.1 | Modellgeometrie..... | 58 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 3.2 | Simulation von Oberflächenstreuung | 62 |
| 3.2.1 | Kirchhoff Approximation und deren Lösungen | 62 |
| 3.2.2 | Generierung von zufälligen rauen Oberflächen | 66 |
| 3.2.3 | Simulationsergebnisse und Diskussion | 69 |
| 3.3 | Simulation von Volumenstreuung | 77 |
| 3.3.1 | Berechnung der Streumatrix für dielektrische Ellipsoide | 78 |
| 3.3.2 | Vorwärtsstreuung und Extinktion | 82 |
| 3.3.3 | Simulationsergebnisse und Diskussion | 83 |
| 3.4 | Validierung | 90 |
| 3.4.1 | Bestimmung von Oberflächenparametern | 91 |
| 3.4.2 | Bestimmung von Vegetationsparametern | 96 |
| 4 | Zusammenfassung | 107 |
| 5 | Literaturverzeichnis | 110 |
| 6 | Abbildungsverzeichnis | 116 |
| 7 | Tabellenverzeichnis | 119 |
| 8 | Danksagung | 120 |
| 9 | Lebenslauf | 121 |

1 Einleitung

Die erste erfolgreiche Demonstration eines Radarsystems mit synthetischer Apertur (SAR, **S**ynthetic **A**perture **R**adar) wurde im Jahr 1958 durchgeführt und zog zahlreiche wissenschaftliche Projekte und Studien nach sich, die sich nicht nur mit der Weiterentwicklung dieser Technik beschäftigten, sondern auch mit der Entwicklung eines qualitativen und quantitativen Verständnisses für die Wechselwirkung von Radarwellen mit natürlichen Oberflächen und anderen terrestrischen Medien. Der wohl wichtigste Anteil dieser Untersuchungen bestand (und besteht immer noch) in der Entwicklung von Streumodellen für Oberflächen, Vegetation und einigen anderen sowohl natürlichen als auch durch Menschenhand geschaffenen Streuobjekten. Letztere sind eher militärischen Anwendungszwecken zuzuschreiben, wohingegen Oberflächen und Vegetation hauptsächlich für die zivile Nutzung eine Rolle spielen. Die zivilen Anwendungen decken dabei vorwiegend folgende Bereiche ab:

- Vermessung der Topographie
- Klassifikation verschiedener Landschaftstypen, wie z.B. Wasser, niedrige und hohe Vegetation, Straßen, Gebäude, etc. Diese Untersuchungen zielen auf die automatische Erstellung von topographischen Karten ab.
- Verfeinerte Klassifikation von Vegetation in verschiedene Typen, wie z.B. Felder/Früchte (Weizen, Mais, etc.) und Wald (Nadelwald, Laubwald, Mischwald, etc.). Hierbei stehen forst- und agrarwirtschaftliche Interessen im Vordergrund.
- Extraktion verschiedener Parameter, die für etwaige Nutzer von speziellem Interesse sind. Hierzu zählen u.a.: Bodenfeuchte und -rauhigkeit; Vegetationshöhe, -dichte und Biomasse.

In der Mitte der 80er Jahre wurden zwei wichtige Entwicklungen im Bereich der SAR-Technologie in Gang gesetzt: SAR Polarimetrie und SAR Interferometrie. Diese beiden Techniken eröffneten unzählige neue Forschungsbereiche, die bis heute wesentlich zur Verbesserung der oben erwähnten Anwendungen beigetragen haben. Keines dieser Gebiete wurde

bisher vollständig erschöpft und es erscheinen immer noch neue Modelle, Methoden und Algorithmen. Erst im Jahre 1997 gelang es Shane Cloude und Konstantinos Papathanassiou [71][72], diese beiden Technologien zu vereinen und erstmals die Verwendung eines voll polarimetrischen und interferometrischen Systems und dessen Potential in bezug auf neue Anwendungsmöglichkeiten zu demonstrieren. Dies implizierte neue Entwicklungen sowohl im technischen Bereich, als auch im Bereich der Anwendungen. Streumodelle zur Beschreibung von polarimetrischen *und* interferometrischen Effekten existierten zu diesem Zeitpunkt nur ansatzweise. Deshalb soll sich die vorliegende Arbeit mit der Entwicklung eines solchen Streumodells befassen.

1.1 Modelle – Stand der Wissenschaft

Streumodelle lassen sich in drei Typen unterscheiden: theoretische, empirische und semiempirische Modelle. Theoretische Modelle dienen in erster Linie dem physikalischen Verständnis von Streuvorgängen und sind durch ihre Vorhersagen meist Vorreiter von erweiterten, vorwiegend semiempirischen Modellen, die für spezielle Anwendungen angepaßt werden. Dieser Vorgang findet oft unter Verwendung von empirisch ermittelten Abhängigkeiten statt und resultiert dann in einem sog. semiempirischen Modell, das die empirischen und theoretischen Beziehungen kombiniert. In manchen Fällen können die theoretischen Vorhersagen nicht an die natürlichen Gegebenheiten angepaßt werden, so daß letztendlich auf rein empirische Beziehungen zurückgegriffen wird.

Für die theoretischen Modelle haben sich die folgenden allgemeinen Ansätze durchgesetzt:

- **Klassische Modelle:**

Diese Modelle gehen von der allgemeinen Streuphysik aus, die vorwiegend im optischen Bereich entwickelt wurde. Im Bereich der Oberflächenstreuung etablierte sich die Kirchhoff Approximation [1][2]. Bei Volumenstreuung stammen die Lösungsansätze aus der Meteorologie und Astronomie und verwenden meist dielektrische Ellipsoide zur Beschreibung der Streuobjekte [3]. Der Vorteil dieser Modelle ist, daß sie sehr allgemein gehalten sind und damit auch auf die Streuung im Mikrowellenbereich umgesetzt werden können. Diese Modelle sind zudem kohärent (berücksichtigen Amplitude und Phase der elektromagnetischen Welle) und lassen sich dadurch sowohl für die SAR Interferometrie als auch für die SAR Polarimetrie einsetzen.

- **IEM (engl. Integral Equation Model):**

Dieses Modell dient zur Beschreibung von Oberflächenstreuung und basiert auf der approximativen Lösung eines Systems aus Integralgleichungen, welche die Verteilung der elektrischen Ladungen auf der Oberfläche und deren Geometrie beschreiben [4]. Es ist leider nur in der Lage, die rückgestreute Intensität zu beschreiben – Auswirkungen auf die Phase können nicht modelliert werden. Die Resultate für die Intensität sind sehr gut, weshalb diese Art von Modell immer noch gerne für Applikationen verwendet und verfeinert wird [5].

- **Modell des vektoriellen radiativen Transfers:**

Dieses sehr populäre Modell wird dazu verwendet, jegliche Art von Volumenstreuung (Vegetation, Schneebedeckung, etc.) zu beschreiben [4][6]. Es basiert auf der Mittelung der Stokes-Matrix über die statistische Verteilung der am Streuvorgang beteiligten Objekte, die durch ihre Größe, Form und Orientierung charakterisiert werden. Die bekannteste und am weitesten verbreitete Erweiterung dieses Modells in bezug auf die Modellierung von Vegetation ist das "**Michigan Microwave Canopy Scattering Model**" (MIMICS) [7][8]. Auch dieses Modell berücksichtigt nur die gestreuten Intensitäten und kann für die Beschreibung von Phaseneffekten nicht verwendet werden. Die Komplexität dieses Modells ist sehr hoch, d.h. jegliche Art von Streuobjekten (Baumstamm, Äste, Blätter, Zweige, Nadeln, etc.) kann modelliert werden, und die Vorhersagen dieses Modells in bezug auf die Intensität sind sehr gut.

- **Kohärente Modelle:**

Mit dem Einzug der SAR Interferometrie wurden erstmals auch Streumodelle benötigt, welche die Phase der gestreuten elektromagnetischen Welle akkurat wiedergeben können, da die Interferometrie auf der kohärenten Verarbeitung der empfangenen Signale basiert. Ein kohärentes Streumodell kann sehr verschieden angelegt werden, basiert aber immer auf der Ermittlung des Phasenzentrums des Streuvorgangs. Hierbei kann entweder eine statistische Verteilung der Streuer angenommen werden und das Phasenzentrum aus der Statistik bestimmt werden, oder die beteiligten Streuer werden einzeln für sich modelliert und die Gesamtstreuung dann durch die kohärente Summe der einzelnen Beiträge ermittelt. Nachdem der erste Satellit mit einem interferometrischen SAR die Erde umkreiste (s. Kap. 1.2), wurden auch die ersten kohärenten Modelle und deren Anwendungen veröffentlicht. Beispielhaft auf diesem Gebiet waren sicherlich Askne et al. [9][10], die mit Hilfe eines semiempirischen kohärenten Modells Baumhöhen aus interferometrischen Daten zu extrahieren versuchten. Da dieses SAR-System allerdings nicht auf Anwendungen sol-

cher Art ausgelegt war, vor allem in bezug auf Polarisierung und Wellenlänge, waren diese Versuche nicht sehr erfolgreich und wurden nach kurzer Zeit wieder eingestellt. Das von ihnen vorgestellte Modell berücksichtigt zwar die für die Interferometrie benötigte Phase, kann jedoch nicht für beliebige Polarisierungen angewandt werden. Weitere rein interferometrische Modelle wurden z.B. von Sarabandi [11] und Treuhaft [12] entwickelt, die nun auch durch die Kombination von Polarimetrie und Interferometrie erste Arbeiten über Modelle und Anwendungen in diesem Bereich veröffentlichen [13][14]. Sarabandi geht dabei von einem sehr komplexen Modell aus, das die Vegetationsstruktur sehr genau wiederzugeben versucht – mit Hilfe von sehr rechenintensiven fraktalen Algorithmen werden Baumstrukturen bis ins Detail simuliert. Das Modell von Treuhaft legt hingegen mehr Wert auf Einfachheit und behandelt die Streuobjekte statistisch und mit abstrakten Streuvorgängen.

In den letzten 40 Jahren wurden zahlreiche Streutheorien entwickelt, in der Hoffnung, für die Nutzer brauchbare Modelle zu schaffen. Generell kann gesagt werden, daß eine exakte Formulierung der Streuvorgänge zu komplex ist, jedoch haben approximative Formulierungen meist einen zu kleinen Gültigkeitsbereich, um wirklich brauchbar zu sein. Deshalb muß immer ein gewisser Kompromiß zwischen Komplexität und Einfachheit geschlossen werden, der den Anforderungen genügt.

1.2 Sensoren – Stand der Technik

Seit der ersten erfolgreichen Demonstration eines SAR-Systems im Jahr 1958 sind zahlreiche Sensoren für die unterschiedlichsten Zwecke entwickelt worden. Für experimentelle Zwecke werden hauptsächlich Flugzeuge als Trägerplattform für die Sensoren verwendet, da es hier möglich ist, die Systeme zu modifizieren und zu verbessern oder an individuelle Problemstellungen anzupassen. Für das regelmäßige, operationelle Monitoring der Erdoberfläche haben sich satellitengetragene Systeme durchgesetzt, die allerdings nicht den Vorteil besitzen, nachträglich modifiziert werden zu können. Die aufgezeichneten Daten werden bei diesen Systemen auf den Satelliten nur zwischengespeichert und dann zu Bodenstationen zur Prozessierung und Weiterverarbeitung übertragen. Zu den ersten SAR-Systemen im All zählen die Skylab-Mission (1974) und der Satellit Seasat (1978). Danach folgten die Spaceshuttle-Missionen SIR-A (1981) und SIR-B (1985). In Folge der neuen Entwicklungen im Bereich der Interferometrie und Polarimetrie wurden dann neue Sensoren entwickelt, die sich immer

noch im Einsatz befinden und deshalb hier näher vorgestellt werden sollen; in der Liste erscheinen sowohl satelliten- als auch flugzeuggetragene Sensoren, sowie für die nähere Zukunft geplante neue Systeme:

- **ERS-1/-2** [15]

Diese von der ESA (European Space Agency) entwickelten Satelliten wurden speziell für den Einsatz in der Ozeanographie entwickelt, haben sich dann aber immer mehr auch in anderen Bereichen der Fernerkundung durchgesetzt. Sie befinden sich seit 1991 bzw. 1995 im Einsatz und waren maßgeblich am Durchbruch und Erfolg der Interferometrie beteiligt. Sie arbeiten beide im C-Band (5.3 GHz) bei einem Blickwinkel von 23° und in vertikaler Polarisation. Es ist möglich, mit jedem Satelliten für sich Interferometrie zu betreiben – die Flugbahnen und Systeme von ERS-1 und ERS-2 sind optimal aufeinander abgestimmt, so daß sie auch untereinander kompatibel sind. Somit kann man interferometrische Bildpaare im zeitlichen Abstand von nur einem Tag erzeugen (sog. Tandem-Paare).

- **RADARSAT** [16]

Der kanadische satellitengetragene Sensor ist ein weiteres SAR-System, das vom All aus die Erde im C-Band abbildet. Es arbeitet im ScanSAR Modus, der es erlaubt, einen sehr breiten Streifen der Erdoberfläche mit nur einem Überflug abzuscannen. Man kann damit auch Repeat-Pass Interferometrie betreiben. Das Gerät dient in erster Linie der Kartierung von Eis in den nördlichen Regionen Kanadas, und wird auch in der Geologie, Forst- und Agrarwirtschaft, und Ozeanographie verwendet.

- **SIR-C/X-SAR** [17]

Dies war die dritte Mission des Spaceshuttles mit mehreren SAR-Systemen an Bord. Das Spaceshuttle ist natürlich kein Satellit und muß nach begrenzter Zeit wieder auf die Erde zurückgeholt werden, wodurch diese Missionen generell auf etwa 1½ Wochen begrenzt sind. Bei der dritten Mission waren insgesamt drei Sensoren an Bord, ein voll polarimetrischer Sensor im L-Band (1.25 GHz), ein weiterer voll polarimetrischer Sensor im C-Band (5.3 GHz), und ein Sensor im X-Band (9.6 GHz) mit nur einer linearen Polarisation. Ziel dieser Mission war es, einen sehr großen Teil der Erdoberfläche mit drei verschiedenen Frequenzen abzubilden, um möglichst viel Information zu erhalten. Nur wenige der Datenaufzeichnungen bildeten gleiche Gebiete zweimal mit ähnlicher Aufnahmegeometrie ab, so daß nur ein paar wenige interferometrische Datensätze daraus resultierten. Da aber sowohl das L-Band als auch das C-Band voll polarimetrisch waren, konnten diese Daten-

sätze erst kürzlich dazu verwendet werden, um das Potential der Polarimetrischen SAR Interferometrie aufzuzeigen [39].

- **JERS-1** [18]

Dieser japanische Satellit unterscheidet sich von den meisten anderen Systemen im All dadurch, daß er einen L-Band Sensor trägt. Er arbeitet in horizontaler Polarisation und kann auch für Repeat-Pass Interferometrie eingesetzt werden. Die Qualität der Interferogramme ist allerdings nicht sehr gut. Auch die Bestimmung der genauen Position des Satelliten (Orbit) ist nicht besonders genau, so daß es bei der Berechnung der Topographie aus den Interferogrammen zu großen Fehlern kommen kann. Der Betrieb des Sensors wurde erst kürzlich eingestellt, die bis dahin aufgezeichneten Daten sind aber noch verfügbar.

- **ASAR (ENVISAT)** [19][20]

Dieser Satellit wird der Nachfolger der ERS-1/-2 Sensoren (Start: 2000) und beinhaltet einige technische Novitäten wie z.B. den ScanSAR Modus, der es erlaubt, einen wesentlich breiteren Streifen der Erdoberfläche abzubilden. Das ASAR arbeitet wiederum im C-Band und wird in zwei Polarisationen betrieben, ist also leider kein voll polarimetrisches System. Das Hauptaugenmerk liegt auch hier wieder auf dem interferometrischen Einsatz.

- **AIRSAR/TOPSAR** [21][22]

Der amerikanische TOPSAR Sensor ist ein spezieller Modus des AIRSAR Systems, welches aus mehreren simultan betriebenen Antennen im C-, L-, und P-Band besteht. Das System wird von einem Flugzeug (NASA DC-8) getragen. Der C-Band Sensor (vertikal polarisiert) arbeitet interferometrisch im Single-Pass Modus. L- und P-Band werden voll polarimetrisch betrieben. Seit 1995 wurde noch eine zusätzliche vertikal polarisierte L-Band Antenne dem System hinzugefügt, um damit bei einer Basislinie von 2m ebenfalls im L-Band interferometrische Daten zu erhalten.

- **EMISAR** [23]

Das dänische flugzeuggetragene SAR-System arbeitet voll polarimetrisch im L- und C-Band. Beide Frequenzen können simultan betrieben werden. Die Anwendung dieses Systems für Repeat-Pass Interferometrie befindet sich noch in der Entwicklung, soll sich aber in naher Zukunft im Einsatz befinden.

- **E-SAR** [24][25]

Das vom Institut für Hochfrequenztechnik des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt Oberpfaffenhofen entwickelte und betriebene Experimentelle SAR (E-SAR) ist ein flugzeuggetragenes Multisensor-System. Es beinhaltet folgende Sensoren: X-Band in

zwei Polarisationen mit Single-Pass Interferometrie (zwei Antennen); C-Band in zwei Polarisationen; L-Band voll polarimetrisch; P-Band voll polarimetrisch. Durch ein spezielles Bewegungskompensations-Verfahren ist es möglich, auch im L- und P-Band Repeat-Pass Interferometrie zu betreiben. Dadurch ergibt sich erstmals die Möglichkeit, gezielt voll polarimetrische und interferometrische Daten mit vorgegebenen Anforderungen in bezug auf Aufnahmegeometrie und Zielgebiet zu erhalten. Dieses System ist im Moment einzigartig und die Daten sind für die Wissenschaft weltweit von hohem Interesse. Das System hat darüber hinaus den Vorteil, daß es ständig verändert, angepaßt und verbessert werden kann, um damit den ständig wachsenden Anforderungen gerecht zu werden.

1.3 Zielsetzung und Aufbau der Arbeit

In der Radar-Fernerkundung haben sich zwei Anwendungsgebiete über die gesamte Zeit der Entwicklung von besonders hohem Interesse erwiesen: die Bestimmung von Bodenfeuchte und -rauhigkeit und die Bestimmung von Biomasse sowohl im agrar- als auch im forstwirtschaftlichen Sinn. Vor allem auch im Bereich der Hydrologie sind diese Parameter von großer Bedeutung, da sie als Eingangsvariablen bei der Modellierung des Wasserkreislaufs dienen. Die Bodenfeuchte hängt hierbei vom Niederschlag und von Verdunstungs- und Abflußprozessen ab. Die Biomasse spielt bei der Bestimmung der Verdunstungsmenge von Vegetation auch eine entscheidende Rolle. Eine gute Übersicht über diese Prozesse findet man in Lehrbüchern der Hydrologie [26][27]. Wie in Kap. 1.1 erwähnt wurden in der Radar-Fernerkundung bereits zahlreiche Modelle und Theorien entwickelt, die sich als mehr oder minder erfolgreich herausstellten, aber immer noch keine zufriedenstellenden Ergebnisse liefern. Der Vorteil der Messung o.g. Parameter mit SAR-Sensoren hat gegenüber traditionellen Methoden den Vorteil, daß große Gebiete in kurzer Zeit vermessen werden können. Dies kann den Zeit- und Kostenaufwand erheblich vermindern, stellt aber auch hohe Anforderungen an die Robustheit und Genauigkeit der Methoden. Die Möglichkeiten der konventionellen und interferometrischen SAR Anwendungen scheinen inzwischen nahezu erschöpft zu sein und zeigen in letzter Zeit keine wirklichen Neuerungen. Die SAR Polarimetrie und im speziellen die Polarimetrische SAR Interferometrie ist hingegen eine Entwicklung, die erst am Anfang steht und deren Potentiale erst noch erforscht werden müssen. Gerade im Bereich der Modelle und der daraus resultierenden Anwendungsmöglichkeiten besteht zur Zeit noch ein klares Defizit gegenüber der Weiterentwicklung der Sensortechnik. Diese Arbeit soll sich deshalb mit dieser Thematik näher beschäftigen und es soll die folgende Zielsetzung verfolgt werden:

- Erstellung eines kohärenten, elektromagnetischen Streumodells, das in der Lage ist, sowohl polarimetrische als auch interferometrische Streuszenarien zu simulieren und Vorhersagen auf die damit verbundenen Observablen zu treffen. Das Modell soll an die geometrischen Bedingungen von SAR-Systemen angepaßt werden und dabei so allgemein wie möglich bleiben, um für möglichst viele Sensorkonfigurationen einsetzbar zu sein.
- Das Modell soll physikalisch möglichst einfach aufgebaut sein, um die Vorhersagen bzw. Simulationsergebnisse nachzuvollziehen und interpretieren zu können. Komplexe Modelle beschreiben die Wirklichkeit zwar in der Regel besser, die einzelnen Effekte können aber meist nicht mehr voneinander getrennt dargestellt und diskutiert werden. Diese Arbeit versteht sich als eine grundlegende methodische Untersuchung der Möglichkeiten, die mit einem derartigen Modell einhergehen und soll als Grundstein für eventuelle Erweiterungen dienen. Deshalb steht die Überprüfbarkeit und Nachvollziehbarkeit der Ergebnisse im Vordergrund.
- Das Modell soll in der Lage sein, sowohl Oberflächenstreuung als auch Volumenstreuung zu simulieren.
- Ausgehend von den Simulationsergebnissen der Oberflächenstreuung soll untersucht werden, in wie weit es möglich ist, Bodenfeuchte und -rauigkeit mit Hilfe der interferometrischen und polarimetrischen Observablen aus SAR-Daten zu extrahieren.
- Gleiches gilt für die Volumenstreuung und Extraktion von Vegetationshöhen und der damit einhergehenden Biomasse: Eingehende Untersuchungen [28] haben gezeigt, daß sich die Höhe von Bäumen über ein entsprechendes Modell generell direkt in Biomasse umsetzen läßt, vorausgesetzt, man kennt den Baumtyp (-art, -spezies), da die Verhältnisse von Spezies zu Spezies variieren. Aufgrund dessen sollen auch die Möglichkeiten in Hinsicht auf Unterscheidung einzelner Vegetationstypen untersucht werden.
- Die Simulationsergebnisse sollen anhand von Daten des E-SAR Sensors überprüft und validiert werden. Die dabei festgestellten Übereinstimmungen und Diskrepanzen werden dann in bezug auf die Ursachen diskutiert.

Die Arbeit ist demnach wie folgt gegliedert:

- In Kap. 2 wird zunächst auf die zugrunde liegenden Prinzipien eines abbildenden Radarsystems mit synthetischer Apertur eingegangen. Darauf folgen die für die Erstellung und

Auswertung des Modells nötigen theoretischen Grundlagen aus den Bereichen Interferometrie und Polarimetrie.

- Die Entwicklung des Modells wird in Kap. 3 beschrieben, wobei zu Beginn auf die Modellgeometrie und die damit verbundenen mathematischen und physikalischen Beziehungen zur Beschreibung von der Wellenausbreitung und den damit einhergehenden Effekten wie Extinktion eingegangen wird. Weiterhin folgen Kapitel über die Simulation von Oberflächen- und Volumenstreuung. Hierbei wird jeweils zunächst die Theorie beschrieben und dann anhand von Simulationen verschiedener Szenarien die Vorhersagen auf Kausalität und Nachvollziehbarkeit überprüft. Gleichzeitig werden aus diesen Ergebnissen Potentiale für eventuelle Anwendungen abgeleitet.
- Die Validierung der Simulationsergebnisse soll in Kap. 3.4 durchgeführt werden. Die Effekte von Oberflächen- und Volumenstreuung werden anhand von interferometrischen und polarimetrischen L-Band Daten des E-SAR in Verbindung mit Ground Truth Daten überprüft. Die Möglichkeiten und auch die Diskrepanzen bzw. Limitierungen des Modells werden abgeschätzt und auf Fehlerursachen untersucht.
- Eine Zusammenfassung und Wertung der Ergebnisse folgt in Kap. 4. Aufgrund der in Kap. 3.4 festgestellten Diskrepanzen werden Vorschläge zur Erweiterung und Verbesserung erbracht. Ein Ausblick für zukünftige Tätigkeiten schließt die Arbeit.

2 Grundlagen

2.1 Radar mit synthetischer Apertur (SAR)

2.1.1 Von der realen zur synthetischen Apertur

Ein Radar mit synthetischer Apertur basiert in bezug auf die Aufnahmegeometrie auf der eines herkömmlichen Seitensichtradars mit realer Apertur (SLAR, **S**ide **L**ooking **A**ircraft **R**adar, oder RAR, **R**ead **A**perture **R**adar). Das SAR ist eine Weiterentwicklung des SLAR und hat ein weitaus besseres Auflösungsvermögen bei kleinerer realer Apertur. Aufgrund der einfacheren Funktionsweise eignet sich das SLAR aber besser für eine Einführung in das Grundprinzip abbildender Radarsysteme.

Alle Radarsysteme haben eines gemeinsam: sie basieren auf der Messung von Signallaufzeiten. Beim SLAR strahlt eine parallel zur Flugrichtung (Azimut) ausgerichtete Antenne bei konstanter Fluggeschwindigkeit v kurze monochromatische Pulse mit einer Pulsdauer τ schräg nach unten ab (s. Abb. 2.1). Die Anzahl der gesendeten Pulse pro Zeit wird dabei durch die Pulswiederholfrequenz (PRF, **P**ulse **R**epetition **F**requency) bestimmt. Die Pulse werden am Boden reflektiert und nach einer durch die Entfernung der Antenne zum Boden (engl.: slant range) definierten Zeitspanne Δt wieder von der Antenne aufgenommen. Die Entfernung des reflektierenden Ziels zum Sensor läßt sich dann gemäß [29]

$$R_{sr} = \frac{c\Delta t}{2} \quad (2.1)$$

bestimmen (c = Lichtgeschwindigkeit). Diese Entfernung kann unter Kenntnis des Abstrahl- bzw. Blickwinkels θ in eine Entfernung am Boden (engl.: ground range) durch Projektion umgerechnet werden:

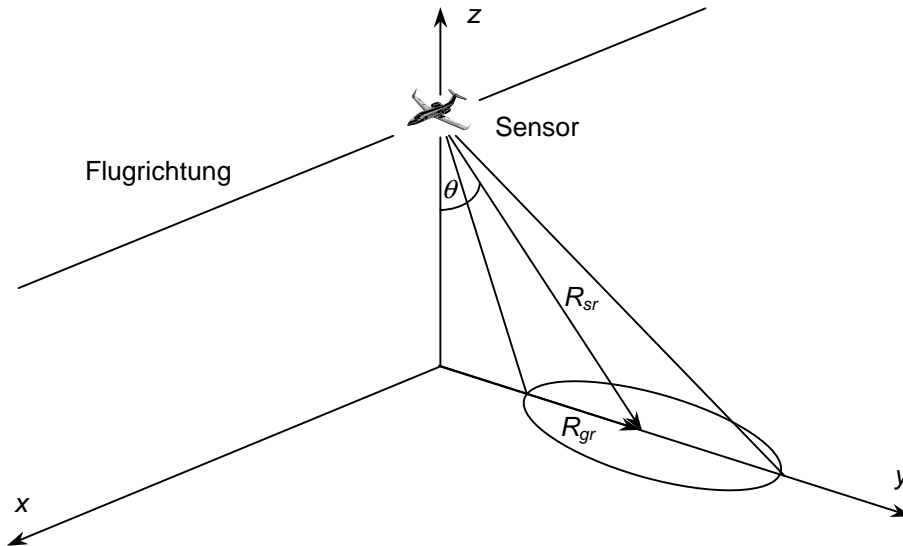


Abbildung 2.1: SLAR Aufnahmegeometrie

$$R_{gr} = \frac{R_{sr}}{\sin \theta} \quad (2.2)$$

Verschiedene reflektierende Ziele in Entfernungsrichtung können allerdings nur dann voneinander unterschieden oder *aufgelöst* werden, wenn ihr Abstand so groß ist, daß keine Überlappung der empfangenen Pulse auftritt. Die Auflösung in Schrägentfernung ist daher durch die Pulsdauer τ limitiert und beträgt gemäß Gleichung 2.1:

$$\rho_{sr} = \frac{c\tau}{2} \quad (2.3)$$

Eine Verbesserung der Auflösung kann demnach durch Verkürzung der Pulsdauer erreicht werden. Die Auflösung in Entfernung am Boden folgt dann aus Gleichung 2.2:

$$\rho_{gr} = \frac{c\tau}{2\sin \theta} \quad (2.4)$$

Durch das Abtasten des Bodens mit einer bestimmten PRF bei einer konstanten Flugeschwindigkeit v erhält man so eine zweidimensionale Abbildung des überflogenen Gebiets. Die Auflösung in Azimutrichtung wird ferner begrenzt durch die Größe der Antennenkeule am Boden. Der Öffnungswinkel einer Radarantenne wird dabei durch die Breite der 3dB-

Keule (Halbwertsbreite) definiert. Dieser Winkel hängt von der Länge der Antenne und somit von ihrer realen Apertur l_{ra} und der verwendeten Wellenlänge λ ab [29]

$$\theta_{ra} = \frac{\lambda}{l_{ra}} \quad (2.5)$$

und entspricht der Winkelauflösung eines Radars mit realer Apertur. Daraus ergibt sich die räumliche Auflösung in Azimutrichtung

$$\rho_{ra} = \theta_{ra} R_0 = \frac{\lambda R_0}{l_{ra}} \quad (2.6)$$

wobei R_0 dem minimalen Abstand der Antenne zum Ziel entspricht. Die Auflösung wird also durch die Wellenlänge, die reale Apertur und die Entfernung zum Ziel und damit durch die Flughöhe und den Blickwinkel bestimmt. Mit zunehmender Flughöhe verringert sich demnach die Auflösung, wohingegen eine größere Antenne die Auflösung verbessern würde.

Ein Radar mit synthetischer Apertur ermöglicht hingegen durch die kohärente Aufzeichnung der reflektierten Pulse ein wesentlich besseres Auflösungsvermögen in Azimutrichtung. Zudem ist die Auflösung unabhängig von der Flughöhe, was im folgenden gezeigt werden soll.

Im Gegensatz zu einem Radar mit realer Apertur arbeitet ein SAR kohärent, d.h. von den empfangenen Pulsen werden sowohl Amplitude als auch Phase aufgezeichnet. Das Echo eines Zieles ist aufgrund der ausgedehnten Radarkeule nicht nur zu einem einzigen Zeitpunkt vorhanden, sondern wird während der gesamten Beleuchtungszeit aufgezeichnet. Wie später noch gezeigt wird (s. Kap. 2.1.2.1) erhält dadurch jedes Ziel während des Überflugs einen typischen Phasenverlauf. Durch eine geeignete Analyse und Korrektur dieses Phasenverlaufs läßt sich eine künstlich vergrößerte Antenne simulieren, deren Länge der Flugstrecke entspricht, in der das Ziel innerhalb der Radarkeule verweilt. Die synthetisierte Apertur l_{sa} entspricht demnach der Größe der Radarkeule am Boden, ist also gleich der Auflösung eines Radars mit realer Apertur:

$$l_{sa} = \theta_{ra} R_0 = \frac{\lambda R_0}{l_{ra}} = \rho_{ra} \quad (2.7)$$

Die Winkelauflösung eines SAR beträgt [30]

$$\theta_{sa} = \frac{\lambda}{2l_{sa}} \quad (2.8)$$

Daraus folgt für die Auflösung eines SAR in Azimutrichtung

$$\rho_{sa} = \theta_{sa} R_0 = \frac{\lambda}{2l_{sa}} \frac{l_{ra} l_{sa}}{\lambda} = \frac{l_{ra}}{2} \quad (2.9)$$

ρ_{sa} hängt nur noch von der Länge der verwendeten Antenne ab. Da bei zunehmender Flughöhe auch die Breite der Radarkeule am Boden wächst, erhöht sich gleichzeitig auch die Länge der synthetischen Apertur. Die beiden Effekte kompensieren sich, wodurch die Flughöhe keine Rolle mehr spielt. Weiterhin ergibt sich aus Gleichung 2.9, daß die Auflösung um so besser wird, je kleiner die Antenne ist. Dies resultiert aus der breiteren Abstrahlcharakteristik kleinerer Antennen. Allerdings entsteht dadurch auch der Nachteil, daß durch den niedrigeren Gewinn weniger Leistung abgestrahlt und damit auch empfangen werden kann, was sich bei zunehmender Flughöhe immer deutlicher auswirkt. Deshalb können nicht beliebig kleine Antennen verwendet werden, um die Auflösung zu steigern. Größere Antennen bündeln die Leistung besser, und somit wird das Auflösungsvermögen eines SAR zusätzlich durch diverse technische Anforderungen (Sendeleistung, Datenrate, Flughöhe, etc.) bestimmt.

2.1.2 Prozessierung von SAR-Daten

2.1.2.1 Phasenverlauf eines Punktziels

Wie schon vorab erwähnt, ist es notwendig, den Phasenverlauf eines Zieles am Boden während der gesamten Zeit der Beleuchtung mit der Radarkeule zu kennen, um eine kohärente Addition aller empfangenen Signale dieses Zieles zu ermöglichen. Die einfachste Form eines solchen Zieles ist ein Punktziel, ein isotroper Streuer mit infinitesimaler Ausdehnung. Abbildung 2.2 zeigt die Beleuchtungsgeometrie eines Punktziels im Falle eines SAR mit Schrägsicht. Der Sensor fliegt mit konstanter Geschwindigkeit v in x -Richtung (Azimut) und sendet Radarpulse senkrecht zur Flugrichtung schräg nach unten ab. Die kürzeste Entfernung des Sensors zum Punktziel sei R_0 bei der Sensorposition $x = 0$ zum Zeitpunkt $t = 0$. Für alle

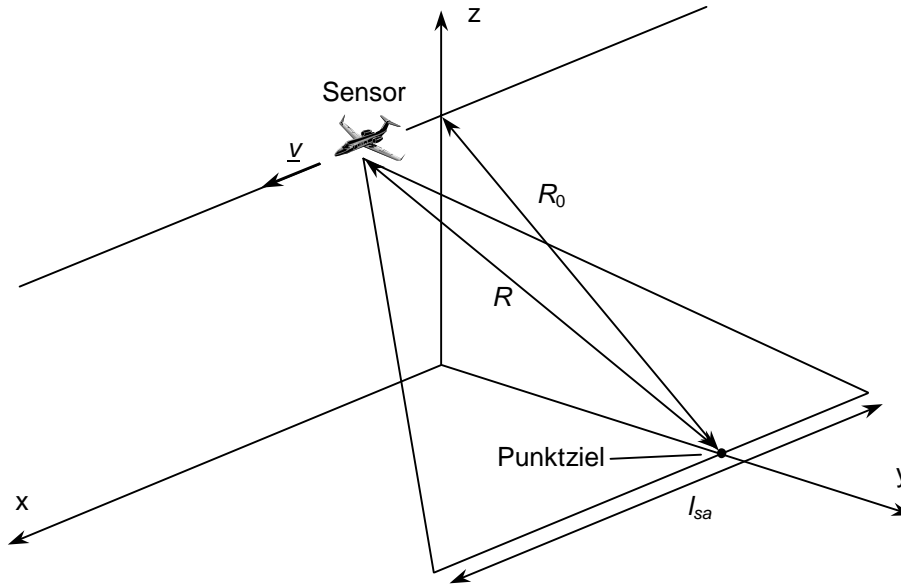


Abbildung 2.2: SAR Aufnahmegeometrie

anderen Sensorpositionen beträgt der Abstand R zum Punktziel [31]

$$R(t) = \sqrt{x^2(t) + R_0^2} \quad (2.10)$$

Wegen $x \ll R_0$ kann zur Vereinfachung folgende Näherung durchgeführt werden

$$R(t) = R_0 \sqrt{1 + \frac{x^2(t)}{R_0^2}} \approx R_0 + \frac{x^2(t)}{2R_0} \quad (2.11)$$

Das zeitabhängige Glied in Gleichung 2.11 kann als Phasenterm aufgefaßt werden, wenn diese Wegstrecke in Wellenlängen des Sendesignals normiert wird. Der Phasenverlauf φ des empfangenen Signals berechnet sich dann aus der zweifachen Entfernung R zu

$$\varphi(t) = \frac{4\pi}{\lambda} \left(R_0 + \frac{x^2(t)}{2R_0} \right) = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{x^2(t)}{R_0} + \text{konst.} \quad (2.12)$$

Unter Vernachlässigung des konstanten, nicht von t abhängigen Terms ergibt sich für konstante Fluggeschwindigkeit v

$$\varphi(t) = k_a t^2 \quad \text{mit} \quad k_a = \frac{4\pi v^2}{\lambda R_0} \quad (2.13)$$

Ein Punktziel hat demnach einen quadratischen Phasenverlauf, der einem linearen Frequenzhub entspricht, was auch als "Chirp" bezeichnet wird:

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t} = \frac{k_a t}{\pi} \quad (2.14)$$

2.1.2.2 Prozessierung in Azimut

Der vorangehende Abschnitt hat gezeigt, daß die Echos eines Punktziels über viele empfangene Pulse verteilt und somit defokussiert sind. Unter Kenntnis des typischen Phasenverlaufs eines Zieles ist es möglich, die über die Beleuchtungszeit verteilten Pulse auf einen Punkt bei der Zeit $t = 0$ zu fokussieren. Dieses Verfahren nennt man allgemein "Prozessierung" oder auch "Komprimierung" in unserem speziellen Fall. Das Empfangssignal in Azimuth kann dann durch [32]

$$S_a(t) = A_0 e^{i\varphi(t)} = A_0 e^{ik_a t^2} \quad (2.15)$$

beschrieben werden, wobei A_0 die Rückstreuamplitude bezeichnet. A_0 ist in der Praxis nicht konstant, da es zu leichten Abweichungen bzw. "Drifts" in der Elektronik kommen kann, soll aber im folgenden als konstant angenommen werden. Die Komprimierung dieses Signals beruht auf der Anwendung eines Optimalfilters. Dieses Filter ist optimal in bezug auf die Schätzung der Signalamplitude und des Phasenverlaufs. Zunächst wird der quadratische Phasenverlauf des Empfangssignals durch das Filter kompensiert, wodurch die kohärente Integration des Signals ermöglicht wird. Das Resultat dieser Integration ist ein signifikant kürzerer Puls, der den gleichen Energieinhalt wie das ursprüngliche Signal aufweist. Mathematisch wird diese Art der Komprimierung durch eine Korrelation mit einer sog. Referenzfunktion $R_a(t)$ realisiert. Der Phasenverlauf der Referenzfunktion ist dem des Signals genau entgegengesetzt. Weiterhin ist es sinnvoll, die Länge der Referenzfunktion durch eine rechteckförmige Gewichtungsfunktion $W_a(t)$ zu beschränken, da die Länge der synthetischen Apertur und damit auch die Länge des Empfangssignals begrenzt ist. Man erhält demnach für die Referenzfunktion

$$R_a(t) = W_a(t) \cdot e^{-ik_a t^2} \quad (2.16)$$

wobei

$$W_a(t) = \begin{cases} 1 & \text{für } -t_{\max}/2 < t < +t_{\max}/2 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (2.17)$$

Das komprimierte Signal $V_a(t)$ ergibt sich dann zu [31][32]

$$\begin{aligned} V_a(t) &= \int_{-\infty}^{+\infty} S_a(\xi) R_a(t + \xi) d\xi \\ &= A_0 t_{\max} e^{-ik_a t^2} \frac{\sin(k_a t_{\max} t)}{k_a t_{\max} t} \end{aligned} \quad (2.18)$$

und hat bei einer rechteckförmigen Gewichtungsfunktion die Form einer sinc-Funktion.

Das oben beschriebene Verfahren wird in Abb. 2.3 veranschaulicht. Das zu komprimierende Empfangssignal hat gemäß Gleichung 2.15 eine konstante Amplitude und einen quadratischen Phasenverlauf. In Abb. 2.3 (a) ist der Realteil eines solchen Signals dargestellt. Die entsprechende Referenzfunktion hat den entgegengesetzten Phasenverlauf. Korreliert man nun das Signal mit der Referenzfunktion, so erhält man das komprimierte Signal als sinc-Funktion, deren Maximum um $t = 0$ fokussiert ist (s. Abb. 2.3 (b)). Die Fokussierung wird um so besser, je größer die synthetische Apertur und somit die Beleuchtungsdauer t_{\max} ist.

2.1.2.3 Prozessierung in Entfernung

Wie bereits in Abschnitt 2.1.1 gezeigt wurde, ist das Auflösungsvermögen in Entfernungsrichtung durch die Länge τ der Radarpulse limitiert. Je kürzer die Pulse, desto besser wird die Auflösung. Technisch ist es allerdings nicht ohne weiteres möglich sehr kurze Pulse mit der erforderlichen hohen Leistung zu erzeugen. Um trotzdem eine hohe Auflösung zu ermöglichen, wird ein Pulskompressionsverfahren verwendet, das äquivalent zur oben gezeigten Komprimierung in Azimutrichtung funktioniert. Hierzu wird ein längerer Puls ausgesendet, dessen Bandbreite sich nach der gewünschten Auflösung richtet und entsprechend hoch ist. Durch anschließende Komprimierung des empfangenen Signals läßt sich dann ein Puls kurzer Dauer erzeugen. Die hohe Bandbreite wird durch eine Modulation des Sendesignals erreicht, wobei üblicherweise eine lineare Frequenzmodulation (Chirp) verwendet wird [32]:

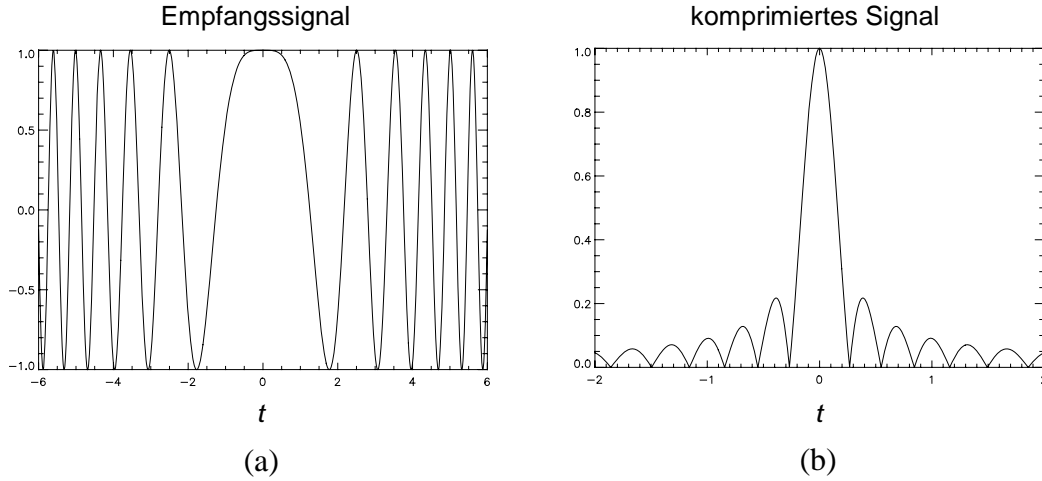


Abbildung 2.3: Beispiel einer Signalkomprimierung, (a) Realteil des hypothetischen Empfangssignals, (b) Amplitude des komprimierten Signals

$$f(t) = f_0 + \frac{\Delta f}{\tau} t \quad \text{mit} \quad -\tau/2 < t < +\tau/2 \quad (2.19)$$

Δf entspricht der Bandbreite des gesendeten Signals, f_0 ist die Mittenfrequenz. Die Komprimierung des Signals kann nun auf die gleiche Weise wie in Azimutrichtung vorgenommen werden. Unter Verwendung von

$$k_r = \frac{\Delta f}{\tau} \pi \quad (2.20)$$

ergibt sich für das komprimierte Signal in Entfernungsrichtung

$$V_r(t) = A_0 \tau e^{-ik_r t^2} \frac{\sin(k_r t \tau)}{k_r t \tau} \quad (2.21)$$

Da k_a und k_r sehr stark differieren (k_a wird durch die Fluggeschwindigkeit, k_r hingegen durch die Modulation des Sendesignals beeinflusst), ist es möglich, die Komprimierung in Azimuth und Entfernung unabhängig voneinander durchzuführen. Die Prozessierung einer Punktzielantwort in Azimut und Entfernung ergibt somit eine zweidimensionale sinc-Funktion.

2.1.3 Informationsgehalt von SAR-Bildern und ihre Interpretation

Die Interpretation von optischen Bildern ist zum größten Teil selbstverständlich, da ein optischer Sensor im selben Frequenzbereich arbeitet wie das menschliche Auge und somit der Wiedererkennungseffekt relativ groß ausfällt. SAR-Daten entstehen in einem vollkommen anderen Frequenzbereich (mehrere GHz) und unterscheiden sich dadurch sehr in ihrem Informationsgehalt von optischen Aufnahmen. Auch die Art der Aufnahme differenziert sich deutlich von optischen Verfahren, da ein SAR aktiv arbeitet (senden und empfangen), wobei optische Sensoren in der Regel nur passiv zu Werke gehen (nur empfangen). Zusätzlich unterscheidet sich die Art der empfangenen Daten: ein SAR-Sensor zeichnet die Signale kohärent auf, d.h. die Daten sind komplex, wohingegen ein optischer Sensor nur die Intensitäten mißt. All dies muß bei der Interpretation von Radarbildern berücksichtigt werden.

Um eine bildliche Darstellung von SAR-Daten zu erhalten, wird der Betrag der komplexen Werte gebildet. Der Betrag entspricht der Helligkeit oder auch der Intensität der Rückstreuung. Die so erzeugten Bilder unterscheiden sich von optischen Bildern durch eine starke Körnigkeit, vor allem im Bereich von Flächenzielen. Eine gewisse Körnigkeit ist typisch für kohärente Abbildungssysteme und wird im Fachjargon auch als "Speckle" (Granulation) [33] bezeichnet. Dieses Phänomen begründet sich darin, daß alle in einem Auflösungselement enthaltenen Streuer zur Rückstreuung beitragen. Ein Punktziel ist so definiert, daß seine Rückstreuung dominant gegenüber den anderen Streuern ist, wohingegen bei Flächenzielen viele statistisch verteilte Einzelstreuer zum Gesamtsignal beitragen. Die Beiträge aller Streuer werden kohärent aufsummiert und ergeben Betrags- und Phasenwerte, abhängig von ihrer räumlichen Anordnung und der Aufnahmegeometrie. Daraus resultiert für eine quasi-homogene Fläche eine durch ihren Mittelwert charakterisierte Rückstreuintensität, wobei die Phasen statistisch gleichverteilt sind. Dies ist der Grund, daß flächenartige Ziele in Radarbildern sehr körnig erscheinen, obwohl sie eigentlich als homogene Gebiete erwartet würden.

Ein weiterer wichtiger Unterschied zu optischen Bildern entsteht durch die Verwendung von Frequenzen im GHz-Bereich. Die Streuung einer elektromagnetischen Welle an einem Ziel hängt nicht nur von dessen Geometrie ab, sondern wird auch wesentlich von der Wellenlänge beeinflusst. So sind z.B. die dielektrischen Eigenschaften eines Streuers stark frequenzabhängig [34]. Auch hängen Beugungseffekte vom Verhältnis der Objektgröße zur Wellenlänge ab [35]. Somit hat ein Streuer im Falle einer Radaraufnahme vollkommen andere physikalische

Eigenschaften als bei einer optischen Aufnahme. Erst die Kenntnis dieser physikalischen Streueigenschaften läßt Rückschlüsse auf die Art des Streuers zu. Elektromagnetische Streumodelle liefern hier einen großen Beitrag für das Verständnis wichtiger Streuvorgänge und deren Interpretation.

2.2 Interferometrie

Bei der Aufnahme eines Gebietes mittels eines konventionellen SAR-Systems erfolgt die Auflösung in Entfernungsrichtung durch die Laufzeitmessung der Signale. Zwei Zielpunkte, die aufgrund der Topographie des abgebildeten Gebietes gleich weit vom Sensor entfernt sind, können deshalb nicht mehr voneinander getrennt werden, da die Signale den Sensor zur gleichen Zeit erreichen. Um diese Mehrdeutigkeit aufzulösen, wird beim interferometrischen SAR eine zweite, räumlich von der ersten getrennte Sensorposition verwendet. Man bildet also das gleiche Bildelement ein zweites Mal von einer anderen Position aus ab und nutzt die leicht unterschiedliche Phaseninformation, um eine dreidimensionale Erfassung der Zielobjekte zu erreichen. Wie schon in Kap. 2.1.3 erwähnt, haben Ziele in der Regel zwar eine statistische Phasenverteilung, betrachtet man aber das Ziel von einer nur leicht abweichenden Position, so bleibt die Objektphase näherungsweise gleich. Dabei wird vorausgesetzt, daß sich das Ziel in der Zeit zwischen den beiden Aufnahmen nicht verändert. Der Phasenunterschied zwischen den beiden Bildern resultiert demnach nur noch aus den unterschiedlichen Abständen vom Sensor und kann unter Kenntnis der Aufnahmegeometrie (s. Abb. 2.4) dazu verwendet werden, die topographische Höhe des Ziels zu bestimmen [36][37].

2.2.1 Aufnahmegeometrie

Grundsätzlich gibt es zwei verschiedene Arten der interferometrischen Aufnahme. Die eine besteht darin, daß zwei Antennen gleichzeitig von einer gemeinsamen Trägerplattform aus betrieben werden, wobei sie so angebracht sind, daß eine gewisse räumliche Trennung, bezeichnet durch die Basislinie B , vorhanden ist. Diese Art der Aufnahme wird auch "Single-Pass" Interferometrie genannt. Andererseits kann man auch das selbe Gebiet zweimal mit demselben Sensor überfliegen, wobei die Flugbahnen parallel gewählt werden und durch die Strecke B senkrecht zur Flugrichtung voneinander getrennt sind. Dies wird als "Repeat-Pass" Interferometrie bezeichnet. Im letzteren Fall sind die Aufnahmen zeitlich voneinander getrennt. In dieser Zeitspanne können sich die Zielobjekte durch äußere Einflüsse, wie z.B.

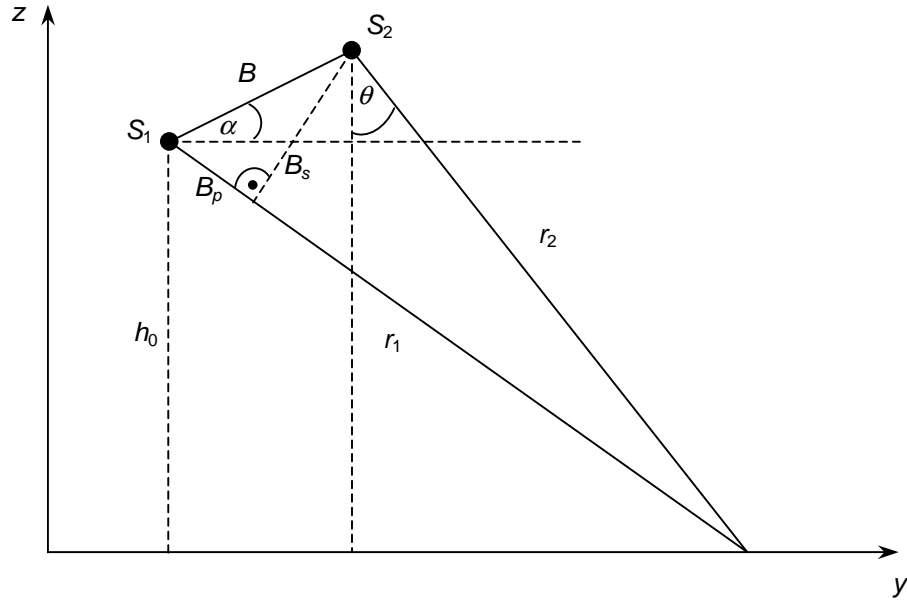


Abbildung 2.4: Interferometrische Aufnahmegeometrie

Wind oder Regen, verändern, was einen signifikanten Einfluß auf die Objektphase haben kann und zur Verschlechterung der Phasenbeziehungen beiträgt (eine eingehendere Diskussion dieser Effekte folgt in Kap. 2.2.2).

Nimmt man an, daß die Aufnahmegeometrien von den Sensorpositionen S_1 und S_2 so ähnlich sind, daß die Streuzentren für die einfallende elektromagnetische Welle und somit die Objektphasen nahezu gleich bleiben, dann ergibt sich für die gemessenen Phasen [31]

$$\begin{aligned}\Phi_1 &= \frac{4\pi}{\lambda} r_1 + \Phi_{obj} \\ \Phi_2 &= \frac{4\pi}{\lambda} r_2 + \Phi_{obj}\end{aligned}\tag{2.22}$$

wobei Φ_{obj} die Objektphase und r_i den jeweiligen Abstand zum Sensor S_i bezeichnet ($i = 1, 2$). In diesem Falle interferieren die beiden Bilder, und die Differenzphase oder auch interferometrische Phase Φ berechnet sich zu

$$\Phi = \Phi_1 - \Phi_2 = \frac{4\pi}{\lambda} (r_1 - r_2) = \frac{4\pi}{\lambda} \Delta r + 2\pi N \quad \text{mit} \quad N = 0, \pm 1, \pm 2 \dots \tag{2.23}$$

Da der Weglängenunterschied Δr mehrere Wellenlängen umfassen kann, mißt man die inter-

ferometrische Phase nur in mehrfachen von 2π . In der Praxis wird ein Interferogramm aus den beiden komplexen prozessierten Bildern berechnet, indem man das erste Bild s_1 mit der Komplex Konjugierten von Bild s_2 multipliziert [38]

$$\begin{aligned} s_1(r_1)s_2^*(r_2) &= |s_1(r_1)| \cdot e^{i\Phi_1} \cdot |s_2(r_2)| \cdot e^{-i\Phi_2} = |s_1(r_1)| \cdot |s_2(r_2)| \cdot e^{i(\Phi_1 - \Phi_2)} \\ &= |s_1(r_1)| \cdot |s_2(r_2)| \cdot e^{i\frac{4\pi}{\lambda}\Delta r} \end{aligned} \quad (2.24)$$

Die Phase des Interferogramms ist nun nicht mehr zufällig, sondern deterministisch und hängt von der Entfernungsdifferenz Δr ab. Mit dem Kosinus-Satz

$$r_1^2 = r_2^2 + B^2 - 2r_2B \cos(\pi/2 - \theta + \alpha) = r_2^2 + B^2 - 2r_2B \sin(\theta - \alpha) \quad (2.25)$$

folgt für $\Delta r = r_1 - r_2$

$$\Delta r = \sqrt{r_2^2 + B^2 - 2r_2B \sin(\theta - \alpha)} - r_2 \quad (2.26)$$

wobei α dem Winkel der Basislinie zur Horizontalen entspricht. Unter der Annahme, daß die Basislinie B sehr klein gegenüber der Entfernung r_2 ist, kann die Wurzel in Gleichung 2.26 durch eine Taylorentwicklung erster Ordnung angenähert werden, so daß

$$\Delta r \approx -B \sin(\theta - \alpha) \quad (2.27)$$

Zerlegt man nun die Basislinie B in eine parallele Komponente B_p und eine senkrechte Komponente B_s (s. Abb. 2.4)

$$B_p = B \sin(\theta - \alpha) \quad \text{und} \quad B_s = B \cos(\theta - \alpha) \quad (2.28)$$

so erhält man für die interferometrische Phase

$$\Phi = \frac{4\pi}{\lambda} \Delta r = -\frac{4\pi}{\lambda} B \sin(\theta - \alpha) = -\frac{4\pi}{\lambda} B_p \quad (2.29)$$

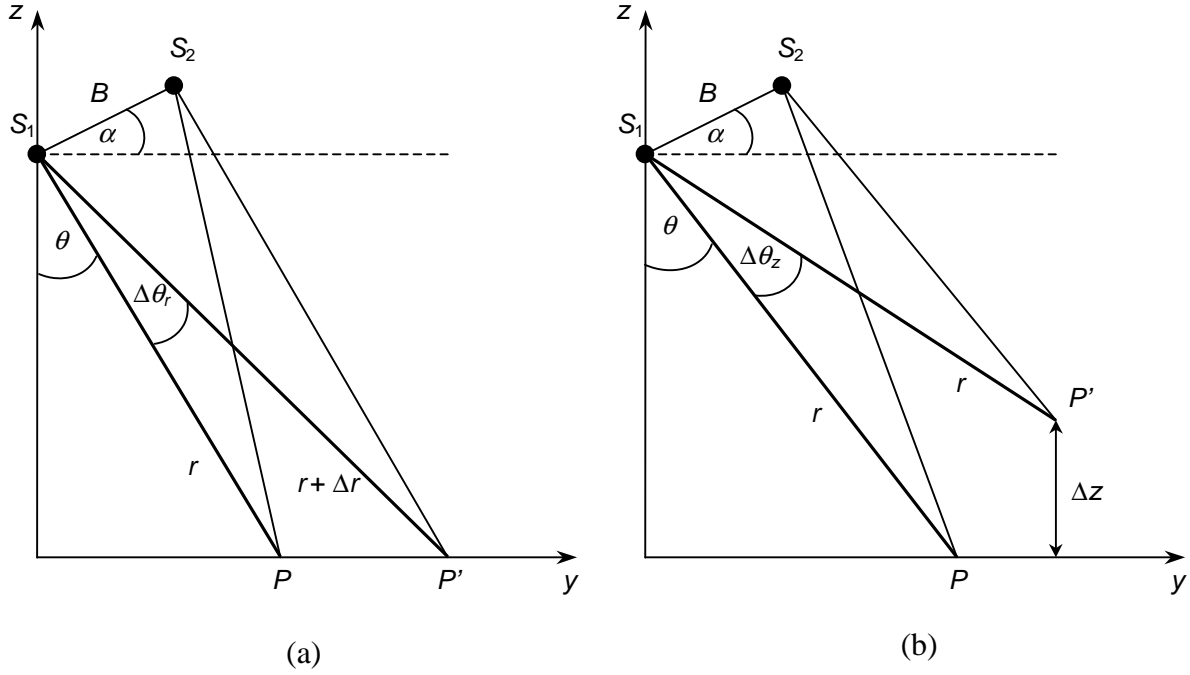


Abbildung 2.5: Interferometrische Szenarien zur Berechnung der Abhängigkeit der interferometrischen Phase von (a) der Entfernung und (b) der Höhe von Zielen

Betrachtet man nun zwei Punkte P und P' , wie in Abbildung 2.5 (a) dargestellt, so hat der Punkt P' die von Gleichung 2.29 abweichende Phase [39]

$$\Phi' = -\frac{4\pi}{\lambda} B \sin(\theta + \Delta\theta_r - \alpha) \quad (2.30)$$

Die Differenz der interferometrischen Phasen der beiden Punkte $\Delta\Phi_r = \Phi - \Phi'$ ist dann

$$\Delta\Phi_r = \frac{4\pi}{\lambda} B (\sin(\theta + \Delta\theta_r - \alpha) - \sin(\theta - \alpha)) \approx -\frac{4\pi}{\lambda} B \cos(\theta - \alpha) \Delta\theta_r \quad (2.31)$$

Bei einem kleinen Winkel $\Delta\theta_r$ kann folgende Näherung durchgeführt werden:

$$r \Delta\theta_r \approx r \sin \Delta\theta_r = \Delta r / \tan \theta \quad (2.32)$$

Damit lässt sich die Phasendifferenz der beiden Punkte P und P' als Funktion der Weglängendifferenz Δr ausdrücken

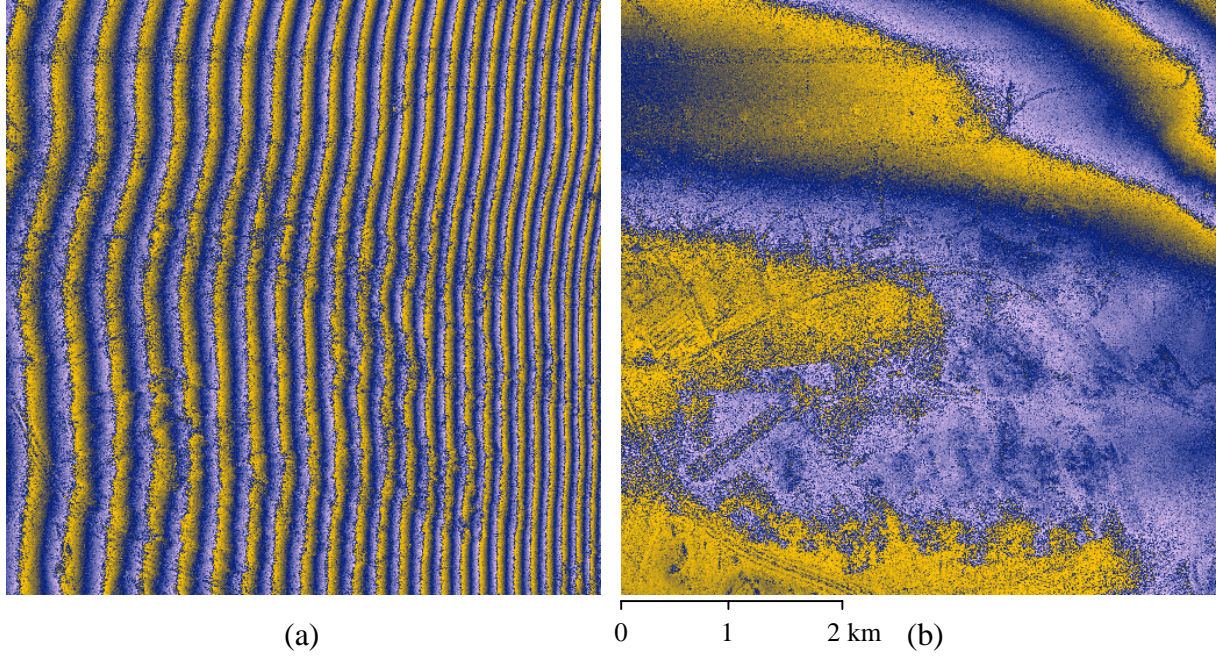


Abbildung 2.6: Subtraktion der Fläche-Erde-Komponente: Phasendifferenzbild (a) vor und (b) nach der Korrektur (E-SAR, L-Band, Testgebiet Oberpfaffenhofen)

$$\Delta\Phi_r \approx \frac{4\pi}{\lambda} \frac{B \cos(\theta - \alpha) \Delta r}{r \tan \theta} = \frac{4\pi}{\lambda} \frac{B_s \Delta r}{r \tan \theta} \quad (2.33)$$

Eine flache Oberfläche ohne Topographie hat demnach näherungsweise einen linearen interferometrischen Phasenverlauf, der auch als "Fläche-Erde-Komponente" bekannt ist. Man erhält also im Falle eines ebenen Geländes ein Phasenbild mit einem periodischen Streifenmuster (s. Abb. 2.6 (a)). Diese Streifen, die den Phasenverlauf von $-\pi$ bis $+\pi$ anzeigen, werden im Fachjargon auch als "Fringes" bezeichnet. Will man die interferometrische Phase direkt mit der Topographie in Relation setzen, muß man zunächst diese Komponente subtrahieren (s. Abb. 2.6 (b)), bevor das Interferogramm berechnet wird.

Nimmt man nun wie in Abbildung 2.5 (b) dargestellt an, daß der Punkt P' die gleiche Entfernung r zum Sensor wie Punkt P hat, dessen Höhe sich aber um Δz unterscheidet, so ändert sich der Blickwinkel um $\Delta\theta_z$, und die Phase berechnet sich zu [39]

$$\Phi' = \frac{4\pi}{\lambda} B \sin(\theta + \Delta\theta_z - \alpha) \quad (2.34)$$

Um die Phasenänderung $\Delta\Phi_z$ in Abhängigkeit der Höhenänderung Δz zu bestimmen, muß

entsprechend der vorangegangenen Überlegungen der entfernungsabhängige Term abgezogen werden:

$$\Delta\Phi_z = \Phi - \Phi' = \frac{4\pi}{\lambda} B(\sin(\theta + \Delta\theta_z - \alpha) - \sin(\theta - \alpha)) \approx \frac{4\pi}{\lambda} B \sin(\theta - \alpha) \Delta\theta_z \quad (2.35)$$

Unter Verwendung der in Gleichung 2.32 gezeigten Näherung, nun aber mit $\Delta\theta_z \approx \Delta z / \sin\theta$, ergibt sich für die Phasendifferenz

$$\Delta\Phi_z = \frac{4\pi}{\lambda} \frac{B \cos(\theta - \alpha) \Delta z}{r \sin \theta} = \frac{4\pi}{\lambda} \frac{B_s \Delta z}{r \sin \theta} \quad (2.36)$$

Da die gemessene Phase auf den Bereich zwischen $-\pi$ und $+\pi$ beschränkt ist, entsteht eine neue Problematik bei der Bestimmung der absoluten Höhe. Um die Topographie zu rekonstruieren, müssen diese 2π Mehrdeutigkeiten beseitigt werden. Hierzu wurden bereits verschiedene Algorithmen entwickelt, sog. "Phase-Unwrapping" Algorithmen [40][41], deren Genauigkeit durch die lokale Geländesteigung und das Phasenrauschen des Interferogramms begrenzt wird. Das Phasenrauschen entsteht durch die Signaldekorrelation der verwendeten Bilder, worauf im folgenden Kapitel näher eingegangen werden soll.

2.2.2 Kohärenz

In Gleichung 2.24 wurde angenommen, daß sich die Objektphase eines Zieles in der Zeit zwischen zwei Aufnahmen nicht verändert, so daß die interferometrische Phase nur von der Aufnahmegeometrie abhängt. Die Signale der beiden Bilder wären in diesem Fall vollständig korreliert. Dies ist in der Realität normalerweise nicht gegeben. Zusätzliche Effekte beeinflussen die Objektphase und tragen zur teilweisen Dekorrelation der Signale bei. Dies schlägt sich in Phasenrauschen nieder, was die Messung der interferometrischen Phase deutlich erschwert. Als Maß für das Phasenrauschen dient die interferometrische Kohärenz, die als Absolutbetrag der normierten komplexen Kreuzkorrelation zwischen den beiden Signalen s_1 und s_2 [31]

$$\gamma \equiv \frac{|\langle s_1 s_2^* \rangle|}{\sqrt{\langle s_1 s_1^* \rangle \langle s_2 s_2^* \rangle}} \quad (2.37)$$

definiert ist, wobei $\langle \dots \rangle$ den Erwartungswert bezeichnet. Sie nimmt ihr Maximum ($\gamma = 1$) an, wenn die Signale vollständig korrelieren, und ihr Minimum ($\gamma = 0$), wenn die Signale nicht korrelieren. In der Praxis ist es nicht möglich, den Erwartungswert direkt zu ermitteln, da immer nur eine einzige Messung von $s_1 s_2^*$ vorliegt. Stattdessen wird er durch komplexe räumliche Mittelung einer bestimmten Anzahl benachbarter Werte berechnet [42].

Die wichtigsten Effekte, die zur Dekorrelation beitragen, sind:

- **Systemrauschen** (γ_{SNR}): Wenn das rückgestreute Signal sehr schwach ist, kann es vom Systemrauschen signifikant überlagert werden und somit dekorrelieren. Dies ist abhängig vom Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR, **S**ignal to **N**oise **R**atio) des Systems.
- **Temporale Dekorrelation** (γ_{temp}): Verändern sich die Streueigenschaften oder die Streugeometrie eines Objektes zwischen den beiden Aufnahmen, so beeinflusst dies die Objektphase und stört damit die gemessene interferometrische Phase. Dieser Effekt spielt nur bei Repeat-Pass Aufnahmen eine Rolle; bei Single-Pass Interferometrie gibt es keine temporale Dekorrelation, da die beiden Aufnahmen gleichzeitig durchgeführt werden.
- **Geometrische Dekorrelation** (γ_{geo}): Die unterschiedlichen Blickwinkel der beiden Aufnahmen führen ebenfalls zu einer Veränderung der Objektphase. Auf diesen Effekt soll im folgenden näher eingegangen werden.

Um den Effekt der geometrischen Dekorrelation zu verdeutlichen, ist es sinnvoll, die beiden aufgezeichneten Signale als das Integral über ein Streuvolumen V darzustellen [39][43]

$$\begin{aligned}
 s_i(\underline{\kappa}_i, \theta_i) &= e^{2i\underline{\kappa}_i \cdot \underline{r}_i} \int_V a_i(\underline{r}') \cdot e^{2i\underline{\kappa}_i \cdot \underline{r}'} dV' \\
 \Rightarrow s_1 s_2^* &= e^{i\Phi} \int_V a_1(\underline{r}') a_2^*(\underline{r}') \cdot e^{2i(\underline{\kappa}_1 - \underline{\kappa}_2) \cdot \underline{r}'} dV' \\
 \Rightarrow \gamma_{geo} &= \frac{\int_V |a_1(\underline{r}')|^2 |a_2(\underline{r}')|^2 dV'}{\int_V |a_1(\underline{r}')|^2 |a_2(\underline{r}')|^2 dV'}
 \end{aligned} \tag{2.38}$$

wobei $\underline{\kappa}_i$ den Wellenvektor des Signals s_i bezeichnet und a_i die komplexe Reflektivitätsfunktion unter dem entsprechenden Blickwinkel θ_i ist. Man definiert $\Delta\kappa = \kappa_1 - \kappa_2$ und erhält unter

Verwendung von

$$\kappa_1 = \kappa + \Delta\kappa/2 \quad \text{bzw.} \quad \kappa_2 = \kappa - \Delta\kappa/2 \quad \text{wobei} \quad \kappa = (\kappa_1 + \kappa_2)/2 \quad (2.39)$$

den Exponentialterm bzw. die Phase des Volumenintegrals zu

$$\begin{aligned} (\underline{\kappa}_1 - \underline{\kappa}_2)\underline{r}' &= \kappa(\sin\theta_1 - \sin\theta_2)y' + (\Delta\kappa/2)(\sin\theta_1 + \sin\theta_2)z' \\ &\quad - \kappa(\cos\theta_1 - \cos\theta_2)y' - (\Delta\kappa/2)(\cos\theta_1 + \cos\theta_2)z' \\ &\approx (\kappa\Delta\theta\cos\theta + \Delta\kappa\sin\theta)y' + (\kappa\Delta\theta\sin\theta + \Delta\kappa\cos\theta)z' \end{aligned} \quad (2.40)$$

Unter Anwendung von $\Delta\theta \approx \sin\Delta\theta = B_s/r$ ergibt sich die Phase dann schließlich zu

$$(\underline{\kappa}_1 - \underline{\kappa}_2)\underline{r}' = \left(\frac{\kappa B_s \cos\theta}{r} - \Delta\kappa \sin\theta \right) y' + \left(\frac{\kappa B_s \sin\theta}{r} + \Delta\kappa \cos\theta \right) z' \quad (2.41)$$

Wie man an Gleichung 2.41 erkennen kann, wird die Phase des Interferogramms von zwei Termen beeinflusst, wobei der erste Term von der Entfernung am Boden y' und der zweite Term von der Höhe z' der beitragenden Streuer abhängt. Die geometrische Dekorrelation (s. Gl. 2.38) kann also in zwei weitere Terme aufgespalten werden

$$\gamma_{geo} = \gamma_{entf} \gamma_{vol} \quad (2.42)$$

wobei γ_{entf} die Dekorrelation aufgrund der durch die Aufnahmegeometrie leicht veränderten Spektren der Reflektivitätsfunktionen am Boden bezeichnet. Dies resultiert aus der Änderung des Speckles, da die Beiträge der einzelnen Streuelemente unter verschiedenen Blickwinkeln eine veränderte kohärente Summe der Gesamtstreuung ergeben. γ_{entf} kann immer dann vollständig eliminiert werden, wenn man $\Delta\kappa$ so wählt, daß

$$\Delta\kappa = \frac{\kappa B_s}{r \tan\theta} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{B_s}{r \tan\theta} \quad (2.43)$$

Verwendet man ein interferometrisches System, bei dem die Sendefrequenz veränderbar ist, so kann die Kohärenz γ_{entf} optimiert werden, indem man bei gegebener Basislinie B_s die Frequenz beim zweiten Überflug entsprechend $\Delta\kappa$ justiert [43]. Konventionelle interferometrische SAR-Systeme arbeiten jedoch bei einer festen Frequenz. Um in diesem Falle γ_{entf} zu eli-

minieren muß vor Erstellung des Interferogramms die Bandbreite der beiden Bilder entsprechend gefiltert werden, um nicht korrelierende spektrale Anteile zu entfernen. Dies ist auch unter dem Begriff "Wavenumber Filtering" bekannt [42][43]. Wird die Basislinie so groß, daß es keine korrelierenden Anteile mehr gibt, so spricht man von totaler Dekorrelation. Dies tritt genau dann ein, wenn die verfügbare Systembandbreite W ($\Delta\kappa = 2\pi W/c$) überschritten wird. Die zugehörige Basislinie nennt man "kritische Basislinie" und berechnet sich aus [42]

$$B_{s,krit} = \frac{\lambda W r \tan \theta}{c} \quad (2.44)$$

Im Falle reiner Oberflächenstreuung ist es also möglich, die geometrische Dekorrelation durch entsprechende Filtermethoden zu eliminieren. Besitzen die Streuer aber auch eine Höhenverteilung (Wald, Felder mit Bewuchs, etc.), also in z -Richtung, so kommt es zur sog. "Volumendekorrelation" γ_{vol} . Diese Art von Dekorrelation kann nicht durch eine entsprechende Filterung beseitigt werden, da sich bei einer Veränderung des Blickwinkels der "Pfad" des Signals durch das Volumen ändert und somit die Streuer nicht nur eine vollkommen andere Streucharakteristik erhalten können, es ist auch möglich, daß ein Teil der Streuer keinen Beitrag mehr liefert und dafür andere Streuer hinzukommen, da der "Pfad" einen anderen Teil des Streuvolumens einschließt. Das Spektrum wird also nicht nur verschoben, sondern wird auch von all diesen Einflüssen verändert – die korrelierenden Teile der Spektren werden durch die Volumenstreuung zusätzlich dekorreliert, wobei die Dekorrelation bei Durchlaufen von größeren Volumina immer mehr zunimmt. Dies ist ein wichtiger Effekt im Falle der Beobachtung von Vegetation mit einem interferometrischen SAR-System und wird bei der in Kap. 3.3 dargestellten Modellierung ausführlich behandelt.

Systemrauschen und temporale Dekorrelation sind ebenso Effekte, die nicht mehr beseitigt werden können. Deshalb ist die Kohärenz eine Funktion der drei folgenden verbleibenden Komponenten

$$\gamma = \gamma_{SNR} \gamma_{temp} \gamma_{vol} \quad (2.45)$$

Das Systemrauschen ist unabhängig von der Polarisation des Signals, wohingegen die temporalen und volumetrischen Beiträge polarisationsabhängig sind, was in den folgenden Kapiteln gezeigt werden soll.

2.3 Polarimetrie

Die Untersuchung polarisierter elektromagnetischer Wellen hat ihren Ursprung in der Optik und wurde in der Literatur bereits ausführlich behandelt [44][45]. Die Ursprünge der Polarimetrie mit Radarwellen gehen auf theoretische und experimentelle Arbeiten von Kennaugh [46], Deschamps [47] und Graves [48] zurück. Die Weiterentwicklung der Polarimetrie für die Verwendung mit SAR-Systemen ist ein aktuelles Forschungsgebiet von hohem Interesse – in [49] (Henderson et al.) findet man eine Zusammenfassung der theoretischen Grundlagen und der wichtigsten Anwendungen auf diesem Gebiet. Der Vorteil eines polarimetrischen SARs gegenüber einem konventionellen SAR mit einer fest gewählten Polarisation besteht in der vollständigen Erfassung der Polarisation des empfangenen Signals und damit der Streueigenschaften eines Ziels. Die Streueigenschaften werden hierbei durch die Messung der sogenannten Streumatrix bestimmt und vollständig beschrieben. Die folgenden Kapitel befassen sich mit den physikalischen Grundlagen polarimetrischer Streuvorgänge, wobei im speziellen auf die Streumatrix, deren Interpretation und die damit verbundenen Anwendungen auf dem Gebiet der SAR Polarimetrie eingegangen wird.

2.3.1 Polarisation einer elektromagnetischen Welle

Der Feldstärkevektor einer homogenen ebenen elektromagnetischen monochromatischen Welle am Ort \underline{r} zur Zeit t , die sich im freien Raum in der Richtung \underline{k} (Wellenzahlvektor) ausbreitet, ist durch

$$\underline{F}(\underline{r}, t) = \text{Re}\{\underline{E}_0 e^{i(\omega t - \underline{k} \cdot \underline{r})}\} \quad (2.46)$$

gegeben [45], wobei \underline{E}_0 der konstante komplexe Amplitudenvektor der Welle und ω die Kreisfrequenz ($= 2\pi c/\lambda$) ist. Im Falle eines abbildenden Radarsystems ist es sinnvoll, ein kartesisches Koordinatensystem derart zu definieren, daß die z -Achse in Ausbreitungsrichtung zeigt und damit parallel zu \underline{k} ist, die x -Achse parallel zum Horizont ausgerichtet ist und die y -Achse mit diesen beiden ein rechtshändiges Koordinatensystem bildet. Um der gängigen Nomenklatur der Radar polarimetrie zu entsprechen, werden die x - und y -Achse als h - (horizontale) bzw. v - (vertikale) Achse bezeichnet. Damit ergibt sich für die Komponenten in h - und v -Richtung

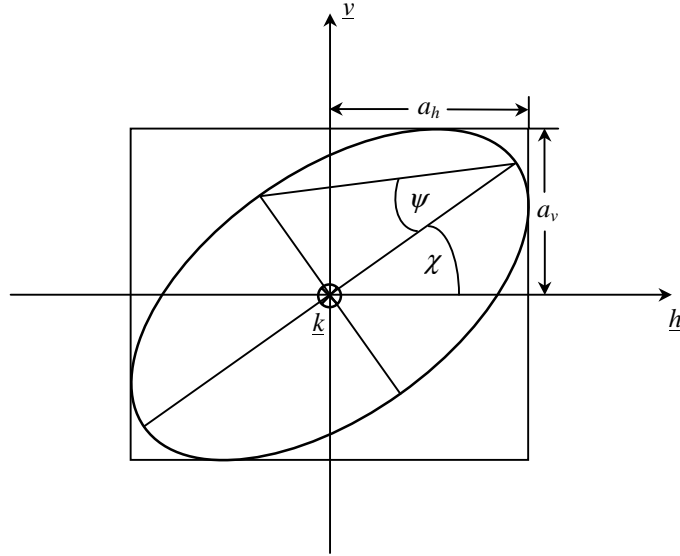


Abbildung 2.7: Polarisationsellipse einer Welle mit Ausbreitungsrichtung \underline{k} in der h - v -Ebene

$$\begin{aligned} F_h(z, t) &= a_h \cos(\omega \cdot t - k \cdot z + \delta_h) \\ F_v(z, t) &= a_v \cos(\omega \cdot t - k \cdot z + \delta_v) \end{aligned} \quad (2.47)$$

mit den reellen Amplituden a_h und a_v , und den Phasen δ_h und δ_v . Eine vereinfachte Darstellung erhält man, wenn man den in beiden Fällen gleichen Term $\exp(i\omega t - ikz)$ unterdrückt und die Welle durch den zweidimensionalen komplexen Vektor

$$\underline{E} = \begin{bmatrix} E_h \\ E_v \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_h e^{i\delta_h} \\ a_v e^{i\delta_v} \end{bmatrix} \quad (2.48)$$

beschreibt, welcher auch Jones-Vektor genannt wird [50][51][52]. Definiert man den relativen Phasenunterschied der beiden Komponenten als $\delta = \delta_v - \delta_h$, so ergibt sich nach geeigneter arithmetischer Umformung [39] die Beziehung

$$\frac{E_h^2}{a_h^2} + \frac{E_v^2}{a_v^2} - \frac{2E_h E_v}{a_h a_v} \cos \delta = \sin^2 \delta \quad (2.49)$$

Diese Gleichung beschreibt eine Ellipse mit den Kenngrößen χ (Elliptizität) und ψ (Orientierung), wie in Abbildung 2.7 dargestellt. Diese Kenngrößen hängen von den Parametern des Jones-Vektors a_h , a_v und δ wie folgt ab [53]

$$\begin{aligned}\sin 2\chi &= \frac{2a_h a_v}{a_h^2 + a_v^2} \sin \delta \\ \tan 2\psi &= \frac{2a_h a_v}{a_h^2 - a_v^2} \sin \delta\end{aligned}\tag{2.50}$$

Bei der Verwendung von SAR-Systemen sind zwei Spezialfälle elliptischer Polarisation üblich:

- für $\chi = 0$ degeneriert die Ellipse zu einer Geraden mit der Orientierung ψ . Hierdurch erhält man lineare Polarisation. Man verwendet üblicherweise lineare Polarisation in h - und v -Richtung ($\psi = 0$ bzw. $\pi/2$).
- für $\chi = \pm\pi/4$ erhält man einen Kreis und somit zirkuläre Polarisation. Das Minuszeichen bezeichnet linkszirkuläre und das Pluszeichen rechtszirkuläre Polarisation.

Zu jedem Polarisationszustand \underline{E} existiert ein dazu orthogonaler Zustand \underline{E}_\perp . Orthogonalität ist dabei so definiert, daß das Skalarprodukt der beiden Zustände verschwindet, d.h. $\underline{E} \cdot \underline{E}_\perp = 0$, bzw. $\psi_i = \psi_j + \pi/2$ und $\chi_i = -\chi_j$, wobei i, j den jeweiligen Polarisationszustand bezeichnen. Wie leicht zu sehen ist, erfüllen die beiden oben genannten Spezialfälle diese Bedingungen.

2.3.2 Komplexes Polarisationsverhältnis

Die in der Polarimetrie gängigste Art der Charakterisierung eines Polarisationszustandes ist die Beschreibung durch das komplexe Polarisationsverhältnis ρ , definiert als [53][54]

$$\rho = \frac{E_n}{E_m} = \frac{a_n}{a_m} e^{i(\delta_n - \delta_m)}\tag{2.51}$$

wobei die Indizes n, m Polarisationszustände in einer beliebigen orthogonalen zweidimensionalen Basis mit den Einheitsvektoren $\underline{n}, \underline{m}$ bezeichnen, d.h.

$$\underline{E} = \underline{n}(\underline{n} \cdot \underline{E}) + \underline{m}(\underline{m} \cdot \underline{E}) = \underline{n}E_n + \underline{m}E_m = \begin{bmatrix} a_m e^{i\delta_m} \\ a_n e^{i\delta_n} \end{bmatrix} = a_m e^{i\delta_m} \begin{bmatrix} 1 \\ \rho \end{bmatrix}\tag{2.52}$$

Das Polarisationsverhältnis ρ enthält nur Information über die beiden Winkel χ und ψ (vgl. Gl. 2.50), nicht aber über die Amplitude und Phase der Polarisationsellipse. Da aber in der

Radarpolarimetrie diese beiden Werte nur von geringem Interesse sind, genügt der Parameter ρ , um den Polarisationszustand einer Welle zu beschreiben. Ein zu $\rho^{(1)}$ orthogonaler Polarisationszustand $\rho^{(2)}_{\perp}$ lässt sich dann entsprechend oben aufgeführter Definition wie folgt bestimmen

$$\rho^{(1)} \cdot \rho_{\perp}^{(2)*} = -1 \quad \Rightarrow \quad \rho_{\perp}^{(2)} = -\frac{1}{\rho^{(1)*}} \quad (2.53)$$

Unter Verwendung folgender Erweiterung von Gleichung 2.52

$$\begin{aligned} \underline{E} &= E_m \begin{bmatrix} 1 \\ \rho \end{bmatrix} = E_m \sqrt{1 + \rho \rho^*} \frac{1}{\sqrt{1 + \rho \rho^*}} \begin{bmatrix} 1 \\ \rho \end{bmatrix} \\ &= \sqrt{a_m^2 + a_n^2} e^{i\delta_m} \frac{1}{\sqrt{1 + \rho \rho^*}} \begin{bmatrix} 1 \\ \rho \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (2.54)$$

kann jeder Einheitsvektor \underline{i} einer orthonormalen Polarisationsbasis dargestellt werden durch

$$\underline{i} = e^{i\delta_i} \frac{1}{\sqrt{1 + \rho \rho^*}} \begin{bmatrix} 1 \\ \rho \end{bmatrix} \quad (2.55)$$

2.3.3 Polarisations-Basiswechsel

Die vorangehenden Kapitel haben gezeigt, daß eine ebene monochromatische Welle durch eine Linearkombination von zwei beliebigen orthonormalen Polarisationszuständen, die eine Polarisations-Basis definieren, beschrieben werden kann. Die Transformation des Jones-Vektors von einer orthonormalen Basis $\{\underline{m}, \underline{n}\}$ zu einer anderen orthonormalen Basis $\{\underline{i}, \underline{j}\}$

$$\underline{E}_{mn} = [U_2] \underline{E}_{ij} \quad (2.56)$$

ist gegeben durch eine unitäre 2×2 Transformationsmatrix $[U_2]$. Die Unitarität ergibt sich aus der Erhaltung der Vektorlänge, sprich der Erhaltung der Leistung, die in der Welle enthalten ist. Unter Berücksichtigung der speziellen Form von Basisvektoren aus Gleichung 2.55 und der Orthogonalitätsbedingung aus Gleichung 2.53 erhält man für diese Matrix [39]

$$[U_2] = \frac{1}{\sqrt{1 + \rho\rho^*}} \begin{bmatrix} e^{i\delta_i} & -\rho^* e^{-i\delta_i} \\ \rho e^{i\delta_i} & e^{-i\delta_i} \end{bmatrix} \quad (2.57)$$

bzw.

$$[U_2] = \frac{1}{\sqrt{1 + \rho\rho^*}} \begin{bmatrix} 1 & -\rho^* \\ \rho & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{i\delta_i} & 0 \\ 0 & e^{-i\delta_i} \end{bmatrix} \quad (2.58)$$

Üblicherweise wird die Phase δ_i in der Radarpolarimetrie zu Null gewählt, wodurch die Matrix nur noch von dem komplexen Polarisationsverhältnis ρ abhängt.

2.3.4 Streuung einer polarisierten elektromagnetischen Welle

Man spricht von Streuung, wenn eine Welle auf ein Zielobjekt trifft, wobei ein Teil der Energie von diesem Objekt absorbiert und der verbleibende Teil, abhängig von der Objektgeometrie, in verschiedene Richtungen reflektiert oder gestreut wird. Im Falle eines abbildenden Radarsystems ist der Polarisationszustand der ausgesendeten Welle im Allgemeinen klar definiert. Ein Streuvorgang ändert diesen Polarisationszustand, abhängig von den dielektrischen und geometrischen Eigenschaften des Zielobjektes, d.h. das gemessene rückgestreute Signal enthält Information über eben diese Eigenschaften. Die Beschreibung des Übergangs vom einfallenden zum rückgestreuten Signal geschieht durch den Operator $[S]$, der eine lineare Transformation zwischen zwei Jones-Vektoren darstellt [55][56][57]

$$\underline{E}^{(r)} = \frac{e^{ikR}}{|R|} [S] \cdot \underline{E}^{(e)} \quad (2.59)$$

wobei \underline{R} der Abstandsvektor vom Sensor zum Ziel ist; (r) und (e) bezeichnen die reflektierte bzw. die einfallende Welle. $\underline{E}^{(r)}$ und $\underline{E}^{(e)}$ sind Vektoren mit zwei Komponenten, weshalb sich für den Operator $[S]$ eine komplexe 2×2 -Matrix ergibt, die auch als *Streumatrix* bezeichnet wird. Die Darstellung der Streumatrix in einer allgemeinen Polarisationsbasis $\{m,n\}$ erfolgt im sog. Antennenkoordinatensystem BSA (**B**ackscattering **A**lignment **C**onvention) [58], wobei die erste Spalte die Streuung bezüglich der rückgestreuten Polarisation und die zweite Spalte bezüglich der einfallenden Polarisation angibt

$$[S]_{mn} = \begin{bmatrix} S_{mm} & S_{mn} \\ S_{nm} & S_{nn} \end{bmatrix} \quad (2.60)$$

d.h. der erste Index bezeichnet die Polarisation, in der die rückgestreute Welle gemessen wurde, der zweite Index bezeichnet die Polarisation der einfallenden Welle. Die Diagonalelemente S_{mm} und S_{nn} werden dabei als kopolare Streukomponenten, die Elemente S_{mn} und S_{nm} als kreuzpolare Streukomponenten benannt. Die weitaus gebräuchlichste Polarisationsbasis bei der Verwendung abbildender polarimetrischer Radarsysteme ist die h - v -Basis (s. Kap. 2.3.1). In dieser Basis erhält man demnach

$$\underline{E}^{(r)} = \frac{e^{ikR}}{|R|} \begin{bmatrix} S_{hh} & S_{hv} \\ S_{vh} & S_{vv} \end{bmatrix} \cdot \underline{E}^{(e)} \quad (2.61)$$

Die Messung der Streumatrix kann z.B. durch das aufeinanderfolgende Aussenden von Pulsen verschiedener Polarisation (z.B. h - v - h - v , man verändert also das Sende-/Empfangssignal gemäß Gleichung 2.50 so, daß die Antenne entweder h - oder v -polarisierte Wellen abstrahlt bzw. empfängt) erfolgen, wobei das gestreute Signal in der Folge (h - h - v - v) aufgezeichnet wird, wodurch sich die einzelnen Komponenten der Streumatrix ergeben:

$$S_{mn} = \frac{E_m^{(r)}}{E_n^{(e)}} \frac{|R|}{e^{ikR}} \quad \text{wobei} \quad m, n = h \text{ oder } v \quad (2.62)$$

Die spezielle Aufnahmegeometrie abbildender Radarsysteme bewirkt eine Symmetrisierung der Streumatrix, da im Falle der Rückstreuung das Reziprozitätstheorem der Elektrodynamik [59] greift, woraus folgt, daß $S_{hv} = S_{vh}$. Damit wird die Anzahl der relevanten Elemente auf drei reduziert.

2.3.5 Basistransformation der Streumatrix

Analog zur Basistransformation der Jones-Vektoren kann auch die Streumatrix einer Basistransformation unterzogen werden. Der Wechsel von der orthonormalen h - v -Basis zu einer neuen orthonormalen Basis $\{m, n\}$ wird wie folgt durchgeführt

$$[S]_{mn} = [U_2]^\dagger [S]_{hv} [U_2] \quad (2.63)$$

wobei $[U_2]$ der Transformationsmatrix aus Gleichung 2.58 entspricht. Ist die Streumatrix $[S]_{hv}$ symmetrisch, so ergibt sich durch die unitäre Transformation ebenfalls eine symmetrische Streumatrix $[S]_{mn}$. Da sich im Symmetriefall die Anzahl der unabhängigen Elemente auf drei reduziert, bietet es sich an, die Streumatrix als dreikomponentigen Vektor darzustellen [60]

$$\underline{s}_{hv} = [s_{hh} \quad \sqrt{2}s_{hv} \quad s_{vv}]^T \quad (2.64)$$

Der Faktor $\sqrt{2}$ dient hierbei der Normerhaltung. Eine Basistransformation dieses Streuvektors wird nun durch eine unitäre komplexe 3×3 -Matrix beschrieben [61]

$$\underline{s}_{mn} = [U_3] \cdot \underline{s}_{hv} \quad \text{mit} \quad [U_3] = \frac{1}{1 + \rho\rho^*} \begin{bmatrix} 1 & \sqrt{2}\rho & \rho^2 \\ -\sqrt{2}\rho & 1 - \rho\rho^* & \sqrt{2}\rho \\ \rho^{*2} & -\sqrt{2}\rho^* & 1 \end{bmatrix} \quad (2.65)$$

abhängig vom komplexen Polarisationsverhältnis ρ (s. Gl. 2.51). Die Darstellung der Streumatrix als Vektor erweist sich für die Berechnung der sog. Kovarianzmatrizen als vorteilhaft, worauf in den folgenden Kapiteln noch näher eingegangen werden soll.

2.3.6 Beschreibung von Streuvorgängen durch Zielzerlegung

Das Streuverhalten von einfachen deterministischen Objekten, wie z.B. dielektrischen Kugeln, Dipolen oder Ebenen, kann exakt theoretisch beschrieben und gelöst werden. Hingegen sind natürliche Streuobjekte (Wälder, Felder, Gebäude, etc.) in der Regel sehr komplex und meist kann ihre Beschreibung nur durch approximative Modellierung vorgenommen werden. Allerdings lassen sich die Streueigenschaften solcher Objekte auf die bekannten Basiselemente zurückführen. Dieser Ansatz wird auch *Zielzerlegung* (engl. Target Decomposition) genannt und ist Objekt zahlreicher aktueller Forschungs- sowie Anwendungsgebiete. In einer Arbeit von Cloude und Pottier [60] findet man eine ausführlich Abhandlung über die gängigsten Zielzerlegungsverfahren und deren Anwendungsmöglichkeiten auf dem Gebiet der Radar-Polarimetrie. Alle diese Verfahren haben gemeinsam, daß sie von gewissen Basiselementen bzw. Streumechanismen ausgehen, deren Darstellung mittels der Streumatrix in einer speziell dafür geeigneten Polarisationsbasis besonders einfach und klar definiert ist. Der für die physikalische Interpretation von Streuvorgängen am besten geeignete Ansatz ist die kohä-

rente Zielzerlegung, welche im folgenden eingehend beschrieben werden soll.

2.3.6.1 Kohärente Zielzerlegungsverfahren

Das Prinzip der kohärenten Zielzerlegung besteht in der Dekomposition der Streumatrix $[S]$ in eine komplexe Summe von Basismatrizen. Eine aus der Quantenphysik wohlbekannte ortho-normale Basis ist die Pauli-Basis, in der sich die Streumatrix wie folgt zerlegen läßt [60]

$$[S]_p = a\sigma_0 + b\sigma_1 + c\sigma_2 + d\sigma_3 = \begin{bmatrix} a+b & c-id \\ c+id & a-b \end{bmatrix} \quad (2.66)$$

mit

$$\sigma_0 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad \sigma_1 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{bmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{bmatrix} \quad (2.67)$$

wobei a , b , c und d komplexe Amplituden sind und zur Gewichtung der einzelnen Beiträge dienen. Diese vier Basiselemente entsprechen dabei den folgenden Streumechanismen [62]: isotrope Oberflächenstreuung, isotrope Doppelreflexion (an zwei aufeinander senkrecht stehenden Ebenen), um 45° gegenüber der Blickrichtung des Radars gedrehte isotrope Doppelreflexion, und ein isotroper Kreuzpolarisierer. Isotrop bedeutet in diesem Zusammenhang, daß $S_{hh} = S_{vv}$. In Worten ausgedrückt hat die Gleichung 2.66 also folgende Form

$$\text{Ziel} = \text{Iso - Oberfl.} + \text{Iso - Doppelrefl.} + 45^\circ \text{ Iso - Doppelrefl.} + \text{Iso - Kreuzpol.} \quad (2.68)$$

Da im Falle der Rückstreuung die Streumatrix symmetrisch ist, muß die komplexe Amplitude d gleich Null sein, womit der vierte Streumechanismus verschwindet. Die Transformation des Streuvektors \underline{s}_p in der Pauli-Basis zur h - v -Basis ist dann gegeben durch [49]

$$\underline{s}_p = [U_3] \cdot \underline{s}_{hv} \quad \text{mit} \quad [U_3] = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & -1 \\ 0 & \sqrt{2} & 0 \end{bmatrix} \quad (2.69)$$

Daraus ergibt sich der Streuvektor \underline{s}_p zu

$$\underline{s}_p = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} S_{hh} + S_{vv} & S_{hh} - S_{vv} & 2S_{hv} \end{bmatrix}^T \quad (2.70)$$

Ein weiteres Beispiel für die Zerlegung der Streumatrix in Linearkombinationen ist in Arbeiten von Krogager [63][64][65] zu finden. Der Ansatz von Krogager besteht darin, die Streumatrix in drei verschiedene Streumechanismen mit der folgenden physikalischen Interpretation zu zerlegen: Kugel, Doppelreflexion und Helix (Spirale). Das Hauptproblem bei dieser Art von Zerlegung ist, daß die einzelnen Komponenten nicht mehr orthogonal sind und somit auch nicht mehr Basis-invariant [60]. Außerdem sind abstrakte Strukturen wie Spiralen in der Natur so gut wie nicht vorhanden, worunter der praktische Nutzen einer solchen Zerlegung leidet.

Da sich die Streumatrix in allen Arten der Zerlegung aus mehreren diskreten Streumechanismen zusammensetzt, bietet es sich an, einen allgemeinen, generalisierten Streumechanismus \underline{w} wie folgt zu definieren

$$\underline{s} = |\underline{s}| \cdot \underline{w} \quad (2.71)$$

wobei \underline{w} ein komplexer unitärer Vektor ist. Er hat fünf Freiheitsgrade und läßt sich darstellen durch die allgemeinste Form eines unitären Vektors mit fünf Winkeln als Parameter [66]

$$\underline{w} = \begin{bmatrix} \cos \alpha \cdot e^{i\phi} \\ \sin \alpha \cos \beta \cdot e^{i\delta} \\ \sin \alpha \sin \beta \cdot e^{i\gamma} \end{bmatrix} \quad (2.72)$$

In der Pauli-Basis ergibt sich demnach folgende Darstellung

$$\underline{w} = \begin{bmatrix} \cos \alpha \cdot e^{i\phi} \\ \sin \alpha \cos \beta \cdot e^{i\delta} \\ \sin \alpha \sin \beta \cdot e^{i\gamma} \end{bmatrix} = |\underline{s}_p| \cdot \begin{bmatrix} a + c \\ a - c \\ 2b \end{bmatrix} \quad (2.73)$$

Eine Änderung der Winkel α und β nach $\alpha + \Delta\alpha$ und $\beta + \Delta\beta$ entspricht einer Transformation von einem Streumechanismus zu einem anderen und kann durch einfache Rotationsmatrizen beschrieben werden

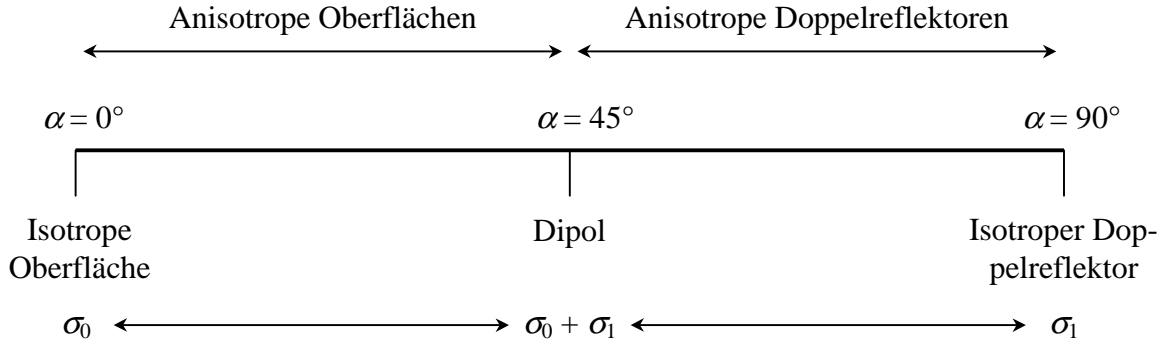


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung der physikalischen Interpretation des α -Winkels

$$\underline{w}' = \begin{bmatrix} \cos \Delta\alpha & -\sin \Delta\alpha & 0 \\ \sin \Delta\alpha & \cos \Delta\alpha & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \underline{w} \quad \text{bzw.} \quad \underline{w}' = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \Delta\beta & -\sin \Delta\beta \\ 0 & \sin \Delta\beta & \cos \Delta\beta \end{bmatrix} \underline{w} \quad (2.74)$$

Ein solcher allgemeiner Streumechanismus besitzt eine wichtige Eigenschaft: es ist immer möglich, durch geeignete Transformation, den Vektor \underline{w} auf die Einheitsmatrix zurückzuführen

$$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha & 0 \\ \sin \alpha & \cos \alpha & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \beta & -\sin \beta \\ 0 & \sin \beta & \cos \beta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{i\phi} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\delta} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\gamma} \end{bmatrix} \underline{w} \quad (2.75)$$

Diese Eigenschaft ist auch als das Streuvektor-Reduktions-Theorem bekannt [67]. Die ersten beiden Matrizen bezeichnen Rotationen, wobei nur die Rotation um β einer tatsächlichen Drehung des Streuobjekts entspricht (in der Pauli-Basis ist es eine Drehung des Objekts um die Blickrichtung des Radars). Der Parameter α hingegen bewirkt keine physikalische Rotation des Streuers, sondern ändert den Streumechanismus an sich. Er bewegt sich in einem sinnvollen Bereich von $0^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$. Die dritte Matrix enthält die Phasenwinkel des Streuobjekts.

Die physikalische Interpretation des α -Winkels steht in direkter Verbindung mit der Interpretation der Pauli-Basismatrizen. Im Falle von $\alpha = 0^\circ$ oder $\alpha = 90^\circ$ erhält man isotrope Oberflächenstreuung bzw. Doppelreflexion. Für die Werte zwischen 0° und 90° gilt $S_{hh} \neq S_{vv}$, wo-

durch auch anisotrope Streumechanismen beschrieben werden können. Im Spezialfall $\alpha = 45^\circ$ verschwindet eine der kopolarisierten Komponenten, was die Charakteristik eines Dipols aufzeigt. Abbildung 2.8 zeigt eine graphische Darstellung dieser Zusammenhänge [39][68].

2.3.6.2 Entropie – α – Klassifikationsschema

Eine Erweiterung dieser Zielzerlegungsverfahren basiert auf der Eigenvektoranalyse der 3×3 -Kovarianzmatrix $[C_3]$, die in einer allgemeinen Basis wie folgt definiert ist [55]:

$$[C_3] = \langle \underline{s} \cdot \underline{s}^\dagger \rangle \quad (2.76)$$

Im speziellen Fall der Pauli-Basis spricht man von einer Kohärenzmatrix $[T_3]$ von der Form [62][66][69]

$$[T_3] = \langle \underline{s}_p \cdot \underline{s}_p^\dagger \rangle \quad (2.77)$$

Diese Matrix ist hermitesch positiv semidefinit und kann somit immer durch eine unitäre Transformation auf Diagonalform gebracht werden

$$[T_3] = [U_3] \begin{bmatrix} \lambda_1 & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_2 & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_3 \end{bmatrix} [U_3]^\dagger \quad \text{mit} \quad [U_3] = [\underline{e}_1 \quad \underline{e}_2 \quad \underline{e}_3]^T \quad \text{und} \quad \lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3 \geq 0 \quad (2.78)$$

wobei sich die orthonormalen Eigenvektoren \underline{e}_1 , \underline{e}_2 und \underline{e}_3 wiederum durch allgemeine unitäre Vektoren (vgl. Gl. 2.72) darstellen lassen

$$[U_3] = \begin{bmatrix} \cos \alpha_1 e^{i\phi_1} & \cos \alpha_2 e^{i\phi_2} & \cos \alpha_3 e^{i\phi_3} \\ \sin \alpha_1 \cos \beta_1 e^{i\delta_1} & \sin \alpha_2 \cos \beta_2 e^{i\delta_2} & \sin \alpha_3 \cos \beta_3 e^{i\delta_3} \\ \cos \alpha_1 \cos \beta_1 e^{i\gamma_1} & \cos \alpha_2 \cos \beta_2 e^{i\gamma_2} & \cos \alpha_3 \cos \beta_3 e^{i\gamma_3} \end{bmatrix} \quad (2.79)$$

Demnach setzt sich die Kohärenzmatrix $[T_3]$ aus der Summe von drei Streumechanismen zusammen, deren Gewichtung über den jeweils zugehörigen Eigenwert erfolgt

$$[T_3] = \sum_{i=1}^3 \lambda_i \cdot \underline{e}_i \underline{e}_i^\dagger \quad (2.80)$$

Aus der Diagonalform der Kohärenzmatrix lassen sich nun physikalische Streueigenschaften ableiten. Eine wichtige Observable ist hierbei die polarimetrische Entropie H des Streuvorgangs [62]

$$H = \sum_{i=1}^3 -P_i \log_3 P_i \quad (2.81)$$

mit den durch die Eigenwerte festgelegten Wahrscheinlichkeiten der einzelnen Beiträge

$$P_i = \frac{\lambda_i}{\sum_{j=1}^3 \lambda_j} \quad \text{wobei} \quad P_1 + P_2 + P_3 = 1 \quad (2.82)$$

Die Entropie kann nach obiger Definition die Werte $0 \leq H \leq 1$ annehmen. Der Wert 1 wird angenommen, wenn alle Eigenwerte von Null verschieden und zudem gleich groß sind. Die physikalische Interpretation für einen solchen Streuvorgang entspricht einer völligen Depolarisation der einfallenden Welle (Rauschen). Das andere Extrem bei $H = 0$ tritt ein, wenn die Kohärenzmatrix $[T_3]$ nur einen von Null verschiedenen Eigenwert besitzt. Dies bedeutet wiederum, daß nur ein einziger deterministischer Streuvorgang stattgefunden hat. Werden die Eigenvektoren wie in Gleichung 2.79 dargestellt, so lassen sich auch die mittleren Werte für den α - bzw. β -Winkel wie folgt bestimmen [66]

$$\bar{\alpha} = \sum_{i=1}^3 P_i \alpha_i \quad \text{und} \quad \bar{\beta} = \sum_{i=1}^3 P_i \beta_i \quad (2.83)$$

Ist nur ein einziges deterministisches Streuobjekt an einem Streuvorgang beteiligt, so erhält man immer $H = 0$. Die Entropie erhöht sich dann, wenn mehrere verschiedene Objekte zur Streuung beitragen, was bei einem SAR-Bild innerhalb einer Auflösungszelle grundsätzlich immer angenommen werden kann. Das heißt, daß die polarimetrische Entropie ein Maß für die Anzahl der voneinander verschiedenen beteiligten Streuvorgänge ist, also ein Maß für die Unordnung, so wie auch im ursprünglichen physikalischen Sinn. Betrachtet man demnach ein Medium mit identischen anisotropen Partikeln mit einer allgemeinen Streumatrix der Form

$$[S] = \begin{bmatrix} a & 0 \\ 0 & d \end{bmatrix} \quad \text{wobei} \quad a, d \text{ komplexwertig} \quad (2.84)$$

die aber eine zufällige Orientierung θ in bezug auf die Blickrichtung des Radars haben, so erhält man für die Kohärenzmatrix [66]

$$\begin{aligned} [T_3(\theta)] &= \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\theta & -\sin 2\theta \\ 0 & \sin 2\theta & \cos 2\theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \varepsilon & \mu & 0 \\ \mu^* & \nu & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\theta & \sin 2\theta \\ 0 & -\sin 2\theta & \cos 2\theta \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} \varepsilon & \mu \cos 2\theta & \mu \sin 2\theta \\ \mu^* \cos 2\theta & \nu \cos^2 2\theta & \nu \sin 2\theta \cos 2\theta \\ \mu^* \sin 2\theta & \nu \sin 2\theta \cos 2\theta & \nu \sin^2 2\theta \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (2.85)$$

mit

$$\varepsilon = |a+d|^2/2 \quad ; \quad \nu = |a-d|^2/2 \quad ; \quad \mu = (a+d)(a^* - d^*)/2 \quad (2.86)$$

Die Mittelung über alle Winkel θ ergibt dann

$$\langle [T_3(\theta)] \rangle = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 2\varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & \nu & 0 \\ 0 & 0 & \nu \end{bmatrix} \quad (2.87)$$

Die so ermittelte Kohärenzmatrix hat Diagonalgestalt und degenerierte Eigenwerte $\lambda_2 = \lambda_3$, also $P_2 = P_3$. Aus dieser Darstellung ergeben sich drei interessante Spezialfälle:

- $a = d$

In diesem Fall wird $\nu = 0$ und es verbleibt nur noch der einzige Eigenwert ε , d.h. es gibt nur einen deterministischen Streuvorgang mit der Wahrscheinlichkeit $P_1 = 1$ und $H = 0$. Dieses Szenario entspricht der Streuung an einer Verteilung aus kugelförmigen Objekten mit der Kohärenzmatrix

$$[T_3] = \begin{bmatrix} \varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (2.88)$$

und ist unabhängig von der Orientierung der Objekte, da Kugeln rotationsinvariant sind. Der entsprechende mittlere α -Winkel ergibt sich zu 0° .

- $a = -d$

Nun wird $\varepsilon = 0$ und die Kohärenzmatrix nimmt folgende Gestalt an

$$[T_3] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \nu & 0 \\ 0 & 0 & \nu \end{bmatrix} \quad (2.89)$$

Der mittlere α -Winkel beträgt 90° und identifiziert den Streuzustand als Doppelreflexion. Obwohl nur ein deterministischer Streuer zum Streuverhalten beiträgt, bedingt die unbestimmte Orientierung einen Anstieg der Entropie auf $H = 0.63$, da Doppelreflexionen nicht rotationsinvariant sind – es tragen sowohl normale Doppelreflexionen als auch um 45° gedrehte Doppelreflexionen bei, die in der Pauli-Basis orthogonal sind. Dies manifestiert sich auch in dem Vorhandensein von zwei Eigenwerten mit orthogonalen Eigenvektoren.

- $a \gg d$

In diesem Fall sind die Partikel höchst anisotrop, wobei die Kohärenzmatrix proportional zur folgenden Darstellung wird

$$[T_3] \propto \begin{bmatrix} 2 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.90)$$

Der mittlere α -Winkel beträgt nun 45° und bezeichnet somit Streuung an dipolartigen Objekten (exakte Dipole für $d = 0$). Die Entropie H ist gleich 0.95 und ist die Folge der hohen Anisotropie in Kombination mit der zufälligen Orientierung der Partikel.

Die obige Betrachtung zeigt deutlich, daß durch die Auswertung der Kohärenzmatrix Parameter extrahiert werden können, die einen detaillierten Aufschluß über die physikalischen Streueigenschaften eines Mediums ermöglichen. Diese Methode wird vorwiegend für die Klassifikation von SAR-Bildern verwendet, wobei sich die Darstellung der Ergebnisse für zufällige Streukombinationen in einer sog. H - α -Ebene als sehr nützlich erwiesen hat (s. Abb. 2.9). Durch die zufällige Orientierung der Streuer werden allerdings nicht alle Regionen der

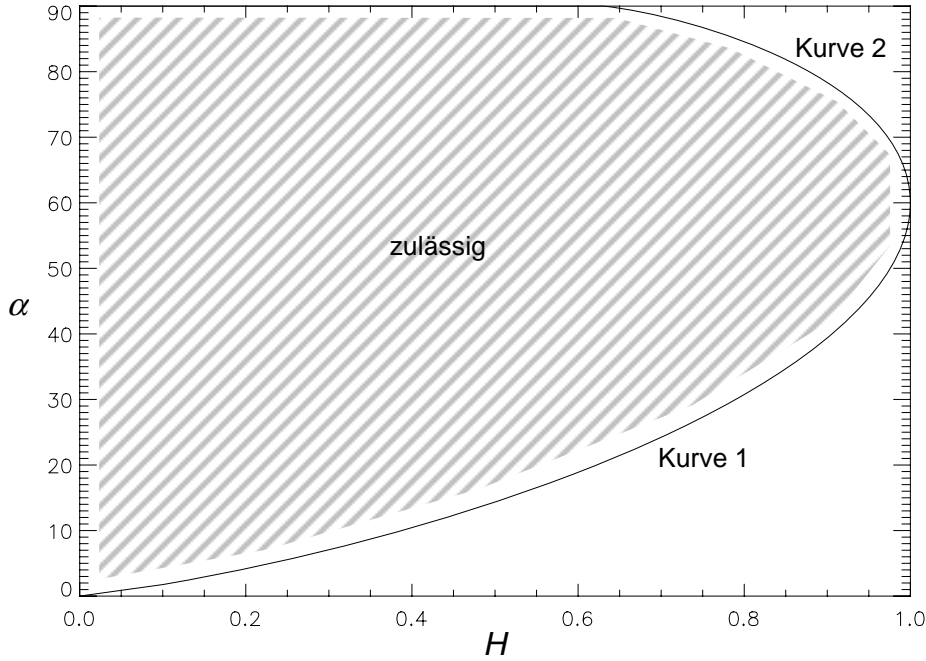


Abbildung 2.9: Zulässige Region der H - α -Ebene begrenzt durch die Kurven 1 und 2.

H - α -Ebene gleich stark abgedeckt – manche sind sogar vollständig ausgenommen. Die Grenzen für den zulässigen Bereich werden durch die folgenden zwei Kurven festgelegt [66]

$$[T_3]_1 = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & m & 0 \\ 0 & 0 & m \end{bmatrix} \quad \text{für} \quad 0 \leq m \leq 1 \quad (2.91)$$

und

$$[T_3]_2 = \begin{cases} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 2m \end{bmatrix} & \text{für} \quad 0 \leq m \leq 0.5 \\ \begin{bmatrix} 2m-1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} & \text{für} \quad 0.5 \leq m \leq 1 \end{cases} \quad (2.92)$$

Hierbei wird jeweils von einem der oben aufgeführten Spezialfälle ausgegangen und die Variation der H - α -Werte berechnet, wenn zusätzliche Streuer mit variabler Gewichtung m eingebracht werden. Die Kurven erhält man, wenn man H und α in Abhängigkeit von m aus den Gleichungen 2.91 und 2.92 extrahiert

$$H_1(m) = \frac{-1}{1+2m} \log_3 \frac{m^{2m}}{(1+2m)^{2m+1}} \quad \text{für} \quad 0 \leq m \leq 1 \quad (2.93)$$

und

$$H_2(m) = \begin{cases} \frac{-1}{1+2m} \log_3 \frac{2m^{2m}}{(1+2m)^{2m+1}} & \text{für} \quad 0 \leq m \leq 0.5 \\ \frac{-1}{1+2m} \log_3 \frac{(2m-1)^{2m-1}}{(1+2m)^{2m+1}} & \text{für} \quad 0.5 \leq m \leq 1 \end{cases} \quad (2.94)$$

mit

$$\alpha_1(m) = \frac{m\pi}{1+2m} \quad \text{bzw.} \quad \alpha_2(m) = \begin{cases} \pi/2 \\ \frac{\pi}{1+2m} \end{cases} \quad (2.95)$$

Der gültige Bereich kann nun in verschiedene Klassen von Streuobjekten (z.B. Oberflächenstreuung, Dipolstreuung, Doppelreflexion, Vegetations- bzw. Volumenstreuung, Mehrfachstreuung, etc.) unterteilt werden und somit zur Klassifikation von SAR-Bildern herangezogen werden [66][68]. Da sich die Inhalte dieser Arbeit mehr auf die physikalische Interpretation als auf die Klassifikation dieser Parameter beziehen, soll hierauf nicht weiter eingegangen werden – der Leser sei bei weiterem Interesse auf die oben genannten Literaturstellen verwiesen.

2.4 Polarimetrische Interferometrie

Bis vor wenigen Jahren wurden Radar-Polarimetrie und -Interferometrie als zwei voneinander unabhängige Themengebiete behandelt. Einerseits stehen voll polarimetrische Systeme zur Verfügung, die eine Streumatrix $[S]$ liefern, aber nicht für interferometrische Zwecke genutzt werden können (z.B. EMISAR), wobei andererseits Sensoren speziell für den interferometrischen Betrieb entwickelt wurden, die aber nur in einer Polarisation arbeiten (z.B. ERS-1/2). Neue Technologien ermöglichen nun die Betrachtung polarimetrischer Effekte im interferometrischen Fall (z.B. das experimentelle SAR-System des DLR Oberpfaffenhofen – E-SAR). Aufgrund dessen wurden auch in jüngster Vergangenheit neue Theorien zur Nutzung dieser technologischen Weiterentwicklung etabliert. Die Arbeiten von Cloude und Papathanassiou [39][70][71][72] enthalten hierbei die wegbereitenden Grundlagen und dienen als Vorlage für dieses Kapitel, welches die für diese Arbeit benötigten Formalismen und Verfahren der Pola-

rimetrischen Interferometrie darstellen soll.

Wie schon in Kapitel 2.3.5 gezeigt wurde, kann die Streumatrix $[S]$ (Basis beliebig) im Falle der Rückstreuung durch einen dreikomponentigen Spaltenvektor \underline{s} dargestellt werden (s. Gl. 2.64). Hat man nun wie in der herkömmlichen Interferometrie diesen Vektor ein zweites Mal von einer unterschiedlichen Sensorposition aufgenommen, so ist es möglich, mehrere polarimetrische Signale zu interferometrischen Paaren zu verknüpfen. Alle möglichen Kombinationen erhält man, indem man die entsprechenden Vektoren \underline{s}_1 und \underline{s}_2 zu einem sechskomponentigen Spaltenvektor verbindet und über das äußere Produkt dieses neuen Vektors eine 6×6 hermitesche positiv semidefinite Kohärenzmatrix definiert [70]

$$[T_6] = \left\langle \begin{bmatrix} \underline{s}_1 \\ \underline{s}_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \underline{s}_1^\dagger & \underline{s}_2^\dagger \end{bmatrix} \right\rangle = \begin{bmatrix} [T_{11}] & [\Omega_{12}] \\ [\Omega_{12}]^\dagger & [T_{22}] \end{bmatrix} \quad (2.96)$$

wobei

$$[T_{11}] = \langle \underline{s}_1 \underline{s}_1^\dagger \rangle \quad ; \quad [T_{22}] = \langle \underline{s}_2 \underline{s}_2^\dagger \rangle \quad ; \quad [\Omega_{12}] = \langle \underline{s}_1 \underline{s}_2^\dagger \rangle \quad (2.97)$$

Wie leicht zu sehen ist, stellen die Matrizen $[T_{11}]$ und $[T_{22}]$ die aus Kapitel 2.3.6.2 bekannten polarimetrischen 3×3 Kohärenzmatrizen für jedes einzelne Bild dar. $[\Omega_{12}]$ hingegen enthält nicht nur die polarimetrischen Informationen aus beiden Bildern, sondern auch die interferometrischen Phasenbeziehungen zwischen den einzelnen polarimetrischen Kanälen. Da sich die Bildinformationen \underline{s}_1 und \underline{s}_2 durch die unterschiedliche Sensorposition im Allgemeinen voneinander unterscheiden, gilt

$$\langle \underline{s}_1 \underline{s}_2^\dagger \rangle \neq \langle \underline{s}_2 \underline{s}_1^\dagger \rangle \quad (2.98)$$

Daraus folgt, daß, obwohl $[T_6]$ hermitesch positiv semidefinit, $[\Omega_{12}]$ eine nicht hermitesche 3×3 Matrix ist. Obige Formulierung kann noch weiter verallgemeinert werden, indem man die Vektoren \underline{s}_1 und \underline{s}_2 auf allgemeine normalisierte komplexe Vektoren \underline{w}_1 bzw. \underline{w}_2 wie folgt projiziert

$$\mu_i = \underline{w}_i^\dagger \underline{s}_i \quad \text{mit} \quad i = 1, 2 \quad (2.99)$$

Die Vektoren \underline{w}_i können wie schon in Kapitel 2.3.6.1 als Streumechanismen bzw. -zustände interpretiert werden. Die komplexen Skalare μ_i stellen dann die zugehörigen komplexen Streukoeffizienten dar. Um das Interferogramm und die Kohärenz zwischen zwei solchen Streuzuständen zu berechnen, bildet man die folgende 2×2 hermitesche positiv semidefinite Kohärenzmatrix [70]

$$[J] = \left\langle \begin{bmatrix} \mu_1 \\ \mu_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mu_1^* & \mu_2^* \end{bmatrix} \right\rangle = \begin{bmatrix} \underline{w}_1^\dagger [T_{11}] \underline{w}_1 & \underline{w}_1^\dagger [\Omega_{12}] \underline{w}_2 \\ \underline{w}_2^\dagger [\Omega_{12}]^\dagger \underline{w}_1 & \underline{w}_2^\dagger [T_{22}] \underline{w}_2 \end{bmatrix} \quad (2.100)$$

und erhält dadurch für die Interferogramme der Projektionen analog zur traditionellen Interferometrie

$$\mu_1 \mu_2^* = (\underline{w}_1^\dagger \underline{s}_1) (\underline{w}_2^\dagger \underline{s}_2)^* = \underline{w}_1^\dagger [\Omega_{12}] \underline{w}_2 \quad (2.101)$$

Daraus ergibt sich für die Phase und Kohärenz

$$\phi = \arg(\underline{w}_1^\dagger [\Omega_{12}] \underline{w}_2) \quad (2.102)$$

und

$$\gamma = \frac{|\langle \mu_1 \mu_2^* \rangle|}{\sqrt{\langle \mu_1 \mu_1^* \rangle \langle \mu_2 \mu_2^* \rangle}} = \frac{|\langle \underline{w}_1^\dagger [\Omega_{12}] \underline{w}_2 \rangle|}{\sqrt{\langle \underline{w}_1^\dagger [T_{11}] \underline{w}_1 \rangle \langle \underline{w}_2^\dagger [T_{22}] \underline{w}_2 \rangle}} \quad (2.103)$$

Diese Kohärenz entspricht nur dann der traditionellen Kohärenz, wenn die polarimetrischen Streuzustände gleich sind, also $\underline{w}_1 = \underline{w}_2$. Ist dies nicht der Fall, so kommt es zusätzlich zu Dekorrelation durch unterschiedliche Objektphasen, die von der Polarisation abhängig sind.

Als Beispiel seien zwei Streuvektoren in der h - v -Basis gegeben, die systematisch auf die Basisvektoren projiziert werden, d.h. die Streuzustände \underline{w}_i werden so gewählt, daß sie auf den Basisvektoren zu liegen kommen. In diesem Fall erhält man

$$\phi = \arg(S_{mn} S_{pq}^*) \quad (2.103)$$

und

$$\gamma_{mnpq} = \frac{|\langle S_{mn} S_{pq}^* \rangle|}{\sqrt{\langle S_{mn} S_{mn}^* \rangle \langle S_{pq} S_{pq}^* \rangle}} \quad (2.104)$$

wobei $m, n, p, q = h$ oder v und m, n die erste Sensorposition bzw. p, q die zweite Sensorposition bezeichnen. Es ist also möglich von jeder beliebigen Kombination aus h und v die Kohärenz zu bestimmen. Dieser Spezialfall wird in den folgenden Kapiteln noch häufige Verwendung finden.

In den eingangs gegebenen Literaturstellen werden noch Verfahren zur Kohärenzoptimierung und zur differentiellen Vektorinterferometrie erläutert, die aber in dieser Arbeit keine Verwendung finden und deshalb hier nur erwähnt sein sollen. Durch ersteres Verfahren lassen sich Streuzustände finden, bei denen die Kohärenz maximiert wird. Das zweite Verfahren dient dann der Bestimmung des interferometrischen Phasenunterschieds dieser Streuzustände. Diese Methoden befinden sich derzeit noch in der Testphase und sind wichtiger Bestandteil der aktuellen Forschung.

3 Kohärente Modellierung von Radarrückstreuung

Die Besonderheit von einem kohärenten im Gegensatz zu einem inkohärenten Streumodell liegt darin, daß nicht nur die Streuintensität, sondern auch die Phaseninformation jedes einzelnen Streuers bekannt sein muß. Inkohärente Modelle (s. Kap. 1) gehen meist von einer bestimmten statistischen Verteilung der Streuer aus, woraus durch Integration die mittlere Streuintensität einer Auflösungszelle bestimmt wird. Die Phase spielt hierbei eine untergeordnete Rolle und wird in der Regel so früh wie möglich eliminiert. Will man jedoch ein Modell entwickeln, das sowohl für Polarimetrie als auch für Interferometrie geeignet ist, so gewinnt die Phase nicht nur an Bedeutung - sie wird sogar zum wichtigsten Eingangsparameter überhaupt. Über die Objektphase können mittels polarimetrischen Verfahren Streumechanismen extrahiert werden, wohingegen die interferometrische Phase in Kombination mit der Objektphase Aussagen über die Kohärenz ermöglicht. Das Prinzip des hier vorgestellten Modells besteht darin, die Position und Orientierung und damit die Phase jedes einzelnen Streuobjektes innerhalb einer Auflösungszelle zu kennen und durch kohärente Integration dieser Phasen sowohl polarimetrische als auch interferometrische Verfahren anzuwenden, um physikalische Streuparameter zu extrahieren. Die folgenden Kapitel beinhalten den geometrischen Aufbau des Modells, die Berechnung der Streumatrizen für verschiedene typische Streuvorgänge, weiterhin Simulationsergebnisse mit Diskussion und Experimente zur Validierung des Modells.

3.1 Modellgeometrie

Ein kohärentes Streumodell benötigt die vollständige Information über die Streumatrix, abhängig von der Objektgeometrie und den dielektrischen Eigenschaften des Streuers, und die Position des Streuers relativ zum Sensor. Ausgehend von einem stark vereinfachten kohärenten Streumodell von Cloude [73] wird im folgenden ein verallgemeinertes kohärentes elektromagnetisches Streumodell formuliert.

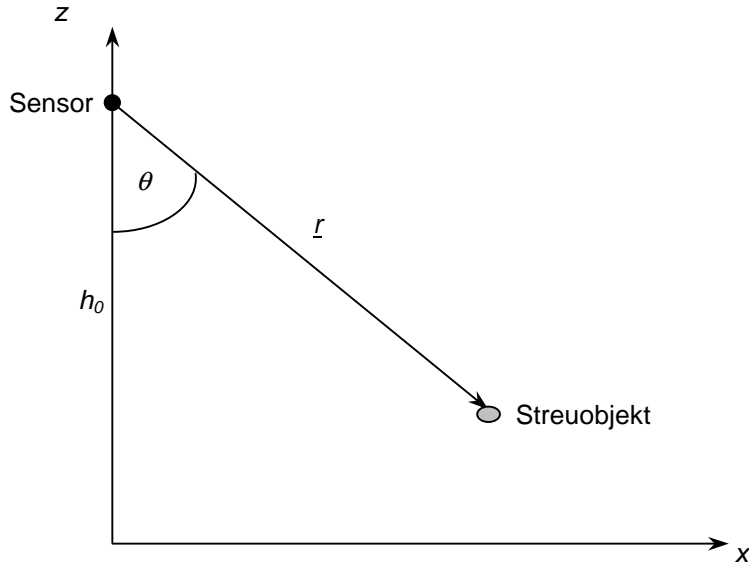


Abbildung 3.1: Grundlegende Modellgeometrie

Ein Sensor strahlt von der Höhe h_0 unter dem Winkel θ einen elektromagnetischen Puls mit der Wellenlänge λ in Richtung des komplexen Wellenvektors \underline{k} aus (s. Abb. 3.1). Der Puls wird am Ort \underline{r} von einem Streuer mit dem Rückstreuvektor $\underline{s}^{(r)}(\underline{r})$ reflektiert und legt nochmals die Entfernung r zum Sensor zurück. Das empfangene Signal ergibt sich demnach zu

$$\underline{s} = \frac{e^{2i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}}}{|\underline{r}|} \underline{s}^{(r)}(\underline{r}) = \frac{e^{i\frac{4\pi}{\lambda}|\underline{r}|}}{|\underline{r}|} \underline{s}^{(r)}(\underline{r}) \quad (3.1)$$

Sind am Streuvorgang innerhalb der Auflösungszelle mehrere Streuer beteiligt, so ergibt sich das empfangene Signal aus der kohärenten Summe aller rückgestreuten Beiträge

$$\underline{s} = \int_V \frac{e^{i\frac{4\pi}{\lambda}|\underline{r}|}}{|\underline{r}|} \underline{s}^{(r)}(\underline{r}) d\underline{r} \quad (3.2)$$

Hierbei wurde jedoch nicht berücksichtigt, daß das in das Streuvolumen V einfallende Signal durch die Streuer nach und nach sowohl gedämpft (abhängig von den dielektrischen Eigenschaften des Objekts), als auch in alle Richtungen gestreut wird (abhängig von der Objektgeometrie) – diesen Vorgang nennt man auch Extinktion. Das heißt, daß der Wellenvektor \underline{k} innerhalb des Streuvolumens nicht mehr konstant ist und von der Art, Position und Orientie-

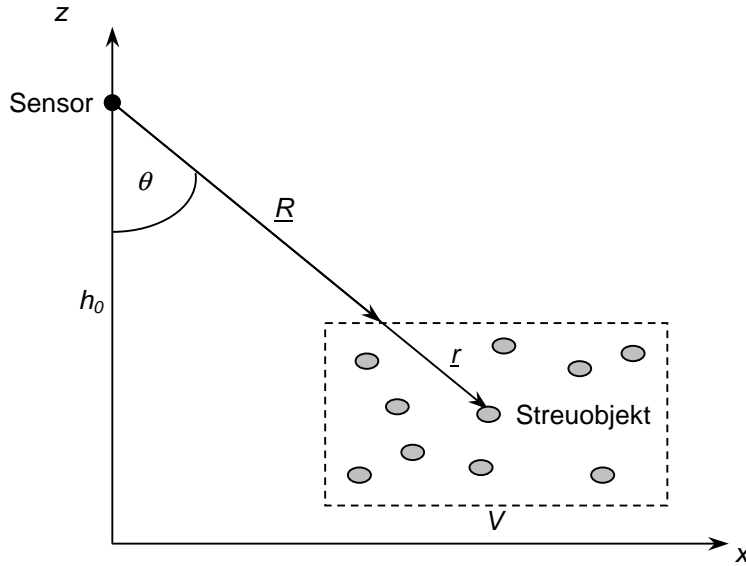


Abbildung 3.2: Modellgeometrie mit mehreren Streuern, die in einem Streuvolumen V beliebig verteilt sind.

rung der beteiligten Streuer abhängt. Zur Verdeutlichung nehme man ein quaderförmiges Streuvolumen, wie in Abbildung 3.2 gezeigt. Der gesendete Puls erreicht das Streuvolumen nach der Strecke \underline{R} und wird auf dem weiteren Weg \underline{r} durch die Streuung an beliebigen Objekten beeinflusst und verändert. \underline{k} ist demnach auch vom Ort abhängig, d.h.

$$\begin{aligned}
 \underline{s} &= \int_V \frac{1}{|\underline{R} + \underline{r}|} e^{i2\underline{k}(\underline{r})(\underline{R} + \underline{r})} \underline{s}^{(r)}(\underline{r}) d\underline{r} = \\
 &= \int_V \frac{1}{|\underline{R} + \underline{r}|} e^{i\frac{4\pi}{\lambda}|\underline{R}|} e^{i2\underline{k}(\underline{r})\underline{r}} \underline{s}^{(r)}(\underline{r}) d\underline{r} = \\
 &= \int_V \frac{1}{|\underline{R} + \underline{r}|} e^{i\frac{4\pi}{\lambda}|\underline{R}|} e^{i2\kappa(\underline{r})|\underline{r}|} \underline{s}^{(r)}(\underline{r}) d\underline{r}
 \end{aligned} \tag{3.3}$$

wobei κ der komplexe Extinktionskoeffizient ist. Der Realteil von κ stellt die durch den Streuvorgang bewirkte Phasenverschiebung dar, wobei der Imaginärteil die Absorption beschreibt.

Eine weitere Komplikation tritt auf, da die gestreute Welle eines jeden Objekts wiederum auf die anderen Objekte trifft und somit zu Mehrfachstreuung führt. Dieser Vorgang ist äußerst komplex und bringt bei entsprechender Simulation selbst die heutige Computertechnologie an ihre Grenzen. Um die Berechnung eines jeden solchen Streuvorgangs zu vermeiden, kann

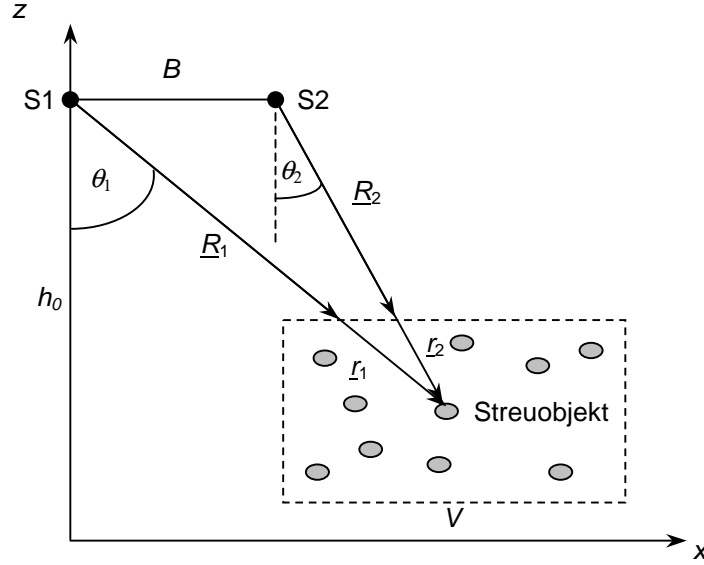


Abbildung 3.3: Interferometrische Modellgeometrie mit mehreren Streuern, die in einem Streuvolumen V beliebig verteilt sind. Die Sensoren $S1$ und $S2$ sind durch die Basislinie B räumlich voneinander getrennt.

folgende Näherung verwendet werden, die auf eine Arbeit von van de Hulst zurückgeht [3]: der Extinktionskoeffizient κ sei für das gesamte Streuvolumen konstant und wird durch die kohärente Summe aller vorwärts gestreuten (in Blickrichtung des Sensors) Beiträge $\underline{s}^{(v)}$ bestimmt. Sprich, die Extinktion ist für alle Objekte gleich und hängt nur noch von der Position des Objekts innerhalb des Streuvolumens und der gestreuten Polarisation ab. In [74] wird die Lösung für den Extinktionskoeffizienten κ in einer beliebigen polarimetrischen Basis $\{m,n\}$ wie folgt angegeben

$$\begin{aligned}\kappa_{mn} &= 2k_0 + \frac{2\pi}{2k_0} \left(\frac{1}{V} \int_V s_{mn}^{(v)}(\underline{r}) d\underline{r} \right) = \\ &= \frac{4\pi}{\lambda} + \frac{\lambda}{2} \left(\frac{1}{V} \int_V s_{mn}^{(v)}(\underline{r}) d\underline{r} \right)\end{aligned}\quad (3.4)$$

wobei $k_0 = 2\pi/\lambda$ die Wellenzahl im Vakuum ist. κ hängt von der Größe des Volumens und der Anzahl und Art der Streuer ab. Ist die Dichte der Streuer hoch, so wird ebenfalls der Extinktionskoeffizient entsprechend hoch ausfallen – und umgekehrt.

Im interferometrischen Fall wird, ausgehend von der in Abbildung 3.3 gezeigten Geometrie, der Streuvektor zweimal berechnet, wobei sich die unterschiedlichen Wegstrecken \underline{R}_1 , \underline{R}_2 , \underline{r}_1

und \underline{r}_2 direkt aus der geometrischen Anordnung der Basislinie ergeben. Gleichung 3.3 wird dementsprechend mit einem Index j versehen, der die Sensorposition angibt, d.h.

$$\underline{s}_j = \int_V \frac{1}{|\underline{R}_j + \underline{r}_j|} e^{i\frac{4\pi}{\lambda}|\underline{R}_j|} e^{i2\kappa_j(\underline{r}_j)|\underline{r}_j|} \underline{s}^{(r)}(\underline{r}_j) d\underline{r}_j \quad (3.5)$$

Durch die unterschiedlichen Blickwinkel verändert sich sowohl die Orientierung der Streuer in bezug auf die Blickrichtung, als auch die zurückgelegte Wegstrecke in dem Streuvolumen, was sich auf die Extinktion auswirkt.

Die Simulation von speziellen Streuvorgängen wie Oberflächenstreuung, Volumenstreuung oder Streuung an dihedralen Objekten setzt die Kenntnis der Streueigenschaften, also des Streuvektors, voraus. In den folgenden Abschnitten soll darauf näher eingegangen werden.

3.2 Simulation von Oberflächenstreuung

Das Reflexions- und Transmissionsverhalten einer elektromagnetischen Welle an einer ebenen dielektrischen Grenzschicht wird durch die wohlbekannten Fresnel'schen Gleichungen [35] exakt beschrieben. Eine glatte ebene Fläche ist im Gelände aber ein eher seltenes Phänomen. Natürliche Flächenstreuer, wie z.B. Felder, Wiesen, Felsen (Berge), Straßen oder Hausdächer, haben in der Regel eine mehr oder weniger rauhe Oberfläche, deren Streuverhalten von der einer glatten ebenen Fläche signifikant abweichen. Die Streuung an einer solchen rauhen Oberfläche kann nicht exakt analytisch gelöst werden, hingegen kann man durch geeignete Vereinfachungen das Streuproblem approximativ lösen. Die gebräuchlichste Methode ist die Kirchhoff Approximation [1], welche im nächsten Abschnitt erläutert wird.

3.2.1 Kirchhoff Approximation und deren Lösungen

Das Prinzip der Kirchhoff Approximation ist die Näherung eines Streuobjekts durch Tangentialebenen. Das bedeutet für das spezielle Problem von Oberflächenstreuung, daß jeder Punkt der Oberfläche die Streueigenschaften einer durch ihn gelegten Tangentialebene (senkrecht zur lokalen Oberflächennormalen) erhält. Die Kirchhoff Theorie wurde bereits in zahlreichen Büchern und Publikationen ausführlich abgehandelt (z.B. [1][75][76]) und soll deswegen an dieser Stelle nicht nochmals im Detail wiederholt, sondern nur anschaulich erklärt werden.

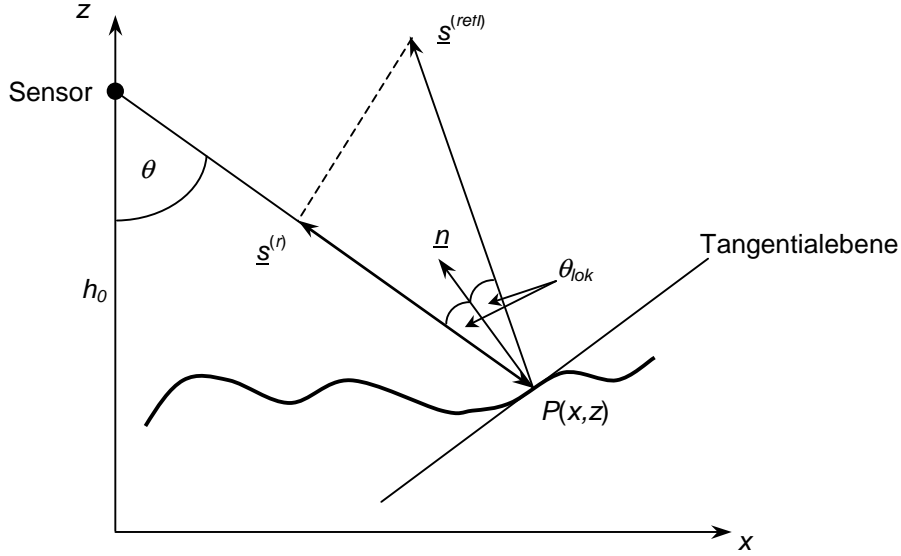


Abbildung 3.4: Streugeometrie an einer rauen Oberfläche (Physikalische Optik, PO)

Die einfachste Lösungsmöglichkeit der Kirchhoff Approximation nennt sich *Geometrische Optik* (GO). Das Prinzip dieser Methode besteht darin, nur die Anteile zu berücksichtigen, die in eine vorher spezifizierte Richtung direkt reflektiert werden (Theorie der achsennahen Strahlen), im Falle des Radars ist diese Richtung natürlich zum Sensor zurück definiert. D.h., nur diejenigen Punkte der Oberfläche, deren Tangentialebene senkrecht zur Blickrichtung des Sensors ist, liefern einen Beitrag zur Streumatrix. Diese Methode hat dann ihre Berechtigung, wenn nur die statistischen Werte der Oberfläche für die Berechnung der Lösung in Betracht gezogen wird – jedoch kann sie in dem hier vorgestellten Modell nicht angewandt werden, da jeder Punkt der Oberfläche für sich betrachtet wird und es durchaus möglich ist, eine Oberfläche zu generieren, die keinen einzigen solchen Punkt mit den o.g. Eigenschaften besitzt. Deswegen soll diese Methode nicht weiter untersucht werden.

Eine weitere Lösungsmöglichkeit besteht in der Verwendung der *Physikalischen Optik* (PO). Hierzu sei die Streugeometrie in Abbildung 3.4 dargestellt. Die einfallende Welle wird an einem Punkt $P(x, z)$ mit der Oberflächennormalen \underline{n} unter dem lokalen Einfallswinkel θ_{lok} reflektiert. Der Reflexionsvorgang in der h - v -Basis genügt hierbei den exakten Fresnel'schen Reflexionskoeffizienten [2]

$$R_h = \frac{\cos \theta_{lok} - \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_{lok}}}{\cos \theta_{lok} + \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_{lok}}} \quad \text{und} \quad R_v = \frac{\epsilon \cos \theta_{lok} - \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_{lok}}}{\epsilon \cos \theta_{lok} + \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_{lok}}} \quad (3.6)$$

wobei ε die relative Dielektrizitätskonstante des Oberflächenmaterials ist. Da die Reflexionskoeffizienten den Übergang von der einfallenden zur gestreuten bzw. reflektierten Welle beschreiben, bilden sie zugleich auch die Diagonalkomponenten der Streumatrix (vgl. Gl. 2.59)

$$[S]^{(refl)} = \begin{bmatrix} R_h & 0 \\ 0 & -R_v \end{bmatrix} \Rightarrow \underline{s}^{(refl)} = \begin{bmatrix} R_h \\ 0 \\ -R_v \end{bmatrix} \quad (3.7)$$

Das Minuszeichen für die vertikale Polarisierung wird durch die von der konventionellen physikalischen Streugeometrie abweichende Rückstreugeometrie bedingt (BSA-Konvention, s.a. [58]). Durch den lokalen Einfallswinkel θ_{lok} wird die Welle nicht mehr direkt in Richtung des Sensors zurückreflektiert, wodurch nur noch der auf die Blickrichtung projizierte Anteil den Sensor erreicht. Das heißt, daß sich der Streuvektor $\underline{s}^{(r)}$, der den Rückstreuungsvorgang beschreibt, wie folgt berechnet

$$\underline{s}^{(r)} = \cos 2\theta_{lok} \cdot \underline{s}^{(refl)} \quad (3.8)$$

Diese Lösung ist allerdings nur gültig unter der folgenden Voraussetzung: der mittlere Kurvenradius der Oberfläche muß groß gegenüber der verwendeten Wellenlänge sein (eine Quantifizierung dieser Voraussetzung mittels für die Beschreibung der Oberfläche geeigneter Parameter folgt im nächsten Abschnitt). Für die Erweiterung des Streuproblems auf den 3-dimensionalen Fall benötigt man zudem noch die Neigung der Oberfläche um die x -Achse. Mit dem Neigungswinkel β gegenüber der x -Achse läßt sich das Ergebnis durch eine simple Rotation beschreiben

$$[S]^{(refl)} = \begin{bmatrix} \cos \beta & -\sin \beta \\ \sin \beta & \cos \beta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} R_h & 0 \\ 0 & -R_v \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{bmatrix} \quad (3.9)$$

und damit

$$\underline{s}^{(r)} = \cos 2\theta_{lok} \cdot \begin{bmatrix} R_h \cos^2 \beta - R_v \sin^2 \beta \\ (1/\sqrt{2})(R_h + R_v) \sin 2\beta \\ R_h \sin^2 \beta - R_v \cos^2 \beta \end{bmatrix} \quad (3.10)$$

Ist der Neigungswinkel β ungleich Null, so bekommt der Streuvektor auch eine kreuzpolare Komponente. Somit wird man für raue Oberflächen immer einen gewissen Streuanteil auch in der h - v -Komponente erwarten können.

Die dritte und letzte Möglichkeit für die Lösung der Kirchhoff Approximation ist die Methode der kleinen Störungen (engl. *Small Perturbation Model* - SPM) und wird angewandt, wenn der mittlere Kurvenradius der Oberfläche so klein ist, daß die Abweichung der Oberflächenstruktur von einer idealen glatten Oberfläche als Störung angenommen werden kann (auch diese Voraussetzung wird im nächsten Abschnitt mittels für die Beschreibung der Oberfläche geeigneter Parameter quantifiziert). Das Ergebnis dieser Störungsrechnung erster Ordnung für die lokale Streumatrix lautet [2]

$$[S]^{(refl)} = \begin{bmatrix} \alpha_h & 0 \\ 0 & \alpha_v \end{bmatrix} \quad (3.11)$$

mit

$$\alpha_h = R_h \quad \text{und} \quad \alpha_v = \frac{(\varepsilon - 1)(\sin^2 \theta_{lok} - \varepsilon(1 + \sin^2 \theta_{lok}))}{\varepsilon \cos \theta_{lok} + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_{lok}}} \quad (3.12)$$

Wendet man auch hier wieder die Rotation um die x -Achse an, um das Streuproblem für den 3-dimensionalen Fall zu formulieren, so erhält man

$$\underline{s}^{(r)} = \cos 2\theta_{lok} \cdot \begin{bmatrix} \alpha_h \cos^2 \beta + \alpha_v \sin^2 \beta \\ (1/\sqrt{2})(\alpha_h - \alpha_v) \sin 2\beta \\ \alpha_h \sin^2 \beta + \alpha_v \cos^2 \beta \end{bmatrix} \quad (3.13)$$

Die Projektion auf die Blickrichtung wird wieder auf die gleiche Art und Weise wie bei der PO vorgenommen. Diese Lösung ist auch unter dem bekannteren Begriff der *Bragg*-Streuung bekannt und findet in der theoretischen Beschreibung der Streueigenschaften einer Oberfläche, speziell bei Radaranwendungen unter Verwendung größerer Wellenlängen (z.B. L-Band), am häufigsten Verwendung.

Wie schon eingangs angesprochen ist die Voraussetzung für dieses Modell die Kenntnis der Streumatrix und -geometrie jedes einzelnen Streuers. Eine Oberfläche enthält natürlich unendlich viele Punkte, die zum gestreuten Signal beitragen. Um eine Simulation zu ermöglichen, wird die Oberfläche mit einer endlichen Anzahl an Punkten generiert, wobei der lokale

Einfallswinkel θ_{lok} sowie der Neigungswinkel β bekannt sein muß. Der folgende Abschnitt beschäftigt sich deshalb mit der zufälligen Generierung von rauen Oberflächen mit einer vorgegebenen Statistik.

3.2.2 Generierung von zufälligen rauen Oberflächen

Eine raue Oberfläche kann durch zwei unabhängige statistische Parameter beschrieben werden: die Korrelationslänge ℓ und die Standardabweichung σ . Die Kenntnis über die Art der statistischen Verteilung komplettiert die Beschreibung einer Oberflächenrauigkeit. Um solch eine raue Oberfläche mit vordefinierten Rauigkeitsparametern ℓ und σ zu generieren, bietet sich eine spektrale Methode an, die in einer Arbeit von Thorsos [77] zu finden ist. Man geht hierbei davon aus, daß die zunächst 1-dimensionale Oberflächenfunktion $z = f(x)$ einer Gauß-Verteilung genügt, also

$$P(z) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{z^2}{2\sigma^2}} \quad (3.14)$$

wobei $P(z)$ die Wahrscheinlichkeitsverteilung der auftretenden Höhen z darstellt. Die zugehörige Korrelationsfunktion $C(\tau_x)$ ergibt sich dann zu [35]

$$C(\tau_x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x + \tau_x) f^*(x) dx = \sigma^2 e^{-\frac{\tau_x^2}{\ell^2}} \quad (3.15)$$

und hat die Korrelationslänge ℓ . Das Leistungsdichtespektrum $W(k_x)$ (oder auch spektrale Energieverteilung) wird über die Fouriertransformierte der Oberflächenfunktion

$$F(k_x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) \cdot e^{-ik_x x} dx \quad (3.16)$$

in folgender Weise bestimmt

$$W(k_x) = F^*(k_x) F(k_x) = |F(k_x)|^2 \quad (3.17)$$

wobei aufgrund des Wiener-Khintchine-Satzes [35] gilt, daß das Leistungsdichtespektrum gleich der inversen Fouriertransformation der Korrelationsfunktion $C(\tau_x)$ ist

$$W(k_x) = |F(k_x)|^2 = \text{FT}^{-1}\{C(\tau_x)\} \quad (3.18)$$

und somit wie folgt berechnet werden kann

$$\begin{aligned} W(k_x) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} C(\tau_x) \cdot e^{-ik_x \tau_x} d\tau_x = \\ &= \frac{\sigma^2}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{\tau_x^2}{\ell^2} - ik_x \tau_x} d\tau_x = \left(\text{Subst.: } t \equiv \tau_x + i \frac{k_x \ell^2}{2} \right) \\ &= \frac{\sigma^2}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{t^2}{\ell^2} - \frac{k_x^2 \ell^2}{4}} dt = \\ &= \frac{\sigma^2 \ell}{2\sqrt{\pi}} \cdot e^{-\frac{k_x^2 \ell^2}{4}} \end{aligned} \quad (3.19)$$

Um nun zu einer zufälligen Oberflächenfunktion z mit den o.g. Eigenschaften zu gelangen, generiert man gleichverteilte Zufallszahlen N und gewichtet sie mit dem Leistungsdichtespektrum. Anschließend wird die Wurzel dieser Werte durch eine inverse Fouriertransformation in Oberflächenhöhen umgesetzt, da

$$z = f(x) = \text{FT}^{-1} \left\{ \sqrt{|F(k_x)|^2} \right\} = \text{FT}^{-1} \left\{ \sqrt{N \cdot W(k_x)} \right\} \quad (3.20)$$

Abbildung 3.5 zeigt zwei Beispiele für Oberflächen mit stark unterschiedlichen Rauigkeiten, die nach der oben beschriebenen Methode generiert wurden. Im Falle eines SAR-Bildes, bei dem die Pixel sowohl eine Ausdehnung in Entfernung als auch in Azimuth haben, sollte allerdings eine zweidimensionale Oberfläche generiert werden, sprich $z = f(x,y)$. Die Berechnung des Leistungsdichtespektrums erfolgt analog über die zweidimensionale Korrelationsfunktion

$$C(\tau_x, \tau_y) = \sigma^2 \cdot e^{-\frac{\tau_x^2 + \tau_y^2}{\ell^2}} \quad (3.21)$$

wobei hier die Rauigkeit in x - bzw. y -Richtung die gleiche Eigenschaft besitzt. Will man unterschiedliche Rauigkeitseigenschaften in den beiden Dimensionen erhalten, so müssen

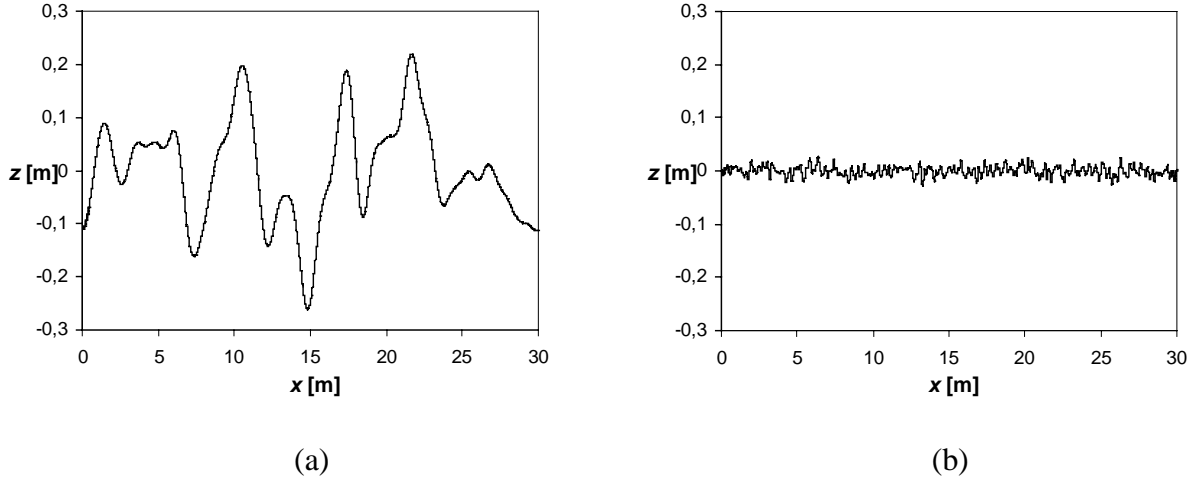


Abbildung 3.5: Beispiele für zufällig generierte raue Oberflächen: (a) $\ell = 1$ m, $\sigma = 0.1$ m und (b) $\ell = 0.1$ m, $\sigma = 0.01$ m

auch σ und ℓ in zwei Anteile aufgespalten werden. Der Einfachheit halber wird aber von gleichen Bedingungen ausgegangen. Das Leistungsdichtespektrum ergibt sich dann zu

$$W(k_x, k_y) = \frac{\sigma^2 \ell^2}{4\pi} \cdot e^{-\frac{\ell^2}{4}(k_x^2 + k_y^2)} \quad (3.22)$$

Die Generierung erfolgt dann wiederum analog zum oben beschriebenen Verfahren des eindimensionalen Falls, also

$$z = f(x, y) = FT^{-1} \left\{ \sqrt{N \cdot W(k_x, k_y)} \right\} \quad (3.23)$$

Um die für die Simulation notwendigen Winkel θ_{lok} und β zu bestimmen, ist nun nur noch eine simple Ableitung in x - und y -Richtung durchzuführen und die resultierende Steigung über die Tangensfunktion in die jeweiligen Winkel umzusetzen.

Abschließend seien hier noch die quantitativen Voraussetzungen für die in Kap. 3.2.1 behandelten Lösungsmöglichkeiten der Kirchhoff Approximation angegeben. Für die Physikalische Optik (PO) gilt [2]

$$\frac{\ell}{\lambda} > 1 \quad \wedge \quad \frac{\ell}{\sigma} > 6 \quad (3.24)$$

Hingegen gelten für eine Bragg-Oberfläche (SPM) die folgenden Bedingungen

$$\frac{\sigma}{\lambda} < 0.05 \quad \text{wobei } \ell \text{ größer als } \lambda \text{ sein darf} \quad (3.25)$$

Hiermit ist das Rüstzeug für die Simulation von Oberflächenstreuung komplettiert. Die praktische Umsetzung am Computer erfolgt durch die Generierung von Koordinatenpunkten einer Oberfläche nach oben beschriebener Methode, wobei sich bei einer Ausdehnung von 3m eine Mindestanzahl von 10.000 solcher Punkte als ausreichend herausgestellt hat, damit die numerische Anwendung der Fouriertransformation auch bei sehr glatten Oberflächen ein gutes Resultat erzielt. Zwischen benachbarten Punkten muß dann jeweils die Steigung zur Ermittlung des lokalen Einfallswinkels bestimmt werden, woraus dann die Fresnel-Koeffizienten bei gegebener Dielektrizitätskonstante berechnet werden können. Der Zeitaufwand bei einer solchen Simulation ist denkbar gering, da sie sich in nur wenigen Sekunden durchführen läßt. Es ist also ohne großen Aufwand möglich, einzelne oder mehrere Oberflächenparameter zu verändern, um dann die Effekte auf das Simulationsergebnis zu beobachten. Tests und Experimente lassen sich so sehr schnell und unkompliziert realisieren.

Im folgenden werden verschiedene Szenarien auf ihre Eigenschaften hinsichtlich Interferometrie und Polarimetrie untersucht und Möglichkeiten für die Rekonstruktion von verschiedenen physikalischen Oberflächenparametern aufgezeigt.

3.2.3 Simulationsergebnisse und Diskussion

Die erste Simulation von Oberflächenstreuung dient dazu, die Ergebnisse anhand schon veröffentlichter Resultate zu vergleichen. Franceschetti et al. [78] untersuchten bereits Effekte der Oberflächenstreuung in bezug auf die interferometrische Basisliniendekorellation. Diese Untersuchung ist rein theoretischer Natur – es wurden weder Simulations- noch experimentelle Ergebnisse verwendet. Die Rückstreuung der Oberfläche wurde mittels Physikalischer Optik ermittelt (s. Kap. 3.2.1) und kann deshalb gut mit den Simulationsergebnissen des Modells verglichen werden. Die Kernaussage der o.g. Arbeit ist, daß die Kohärenz hauptsächlich durch die Variation in der Höhe der Oberfläche beeinflusst wird: eine höhere Standardabweichung σ bedingt eine Abnahme der Kohärenz. Der Effekt ist um so stärker, je größer die Basislinie gewählt wird. Um diese Aussage zu prüfen wurden Oberflächen (PO) mit einer kon-

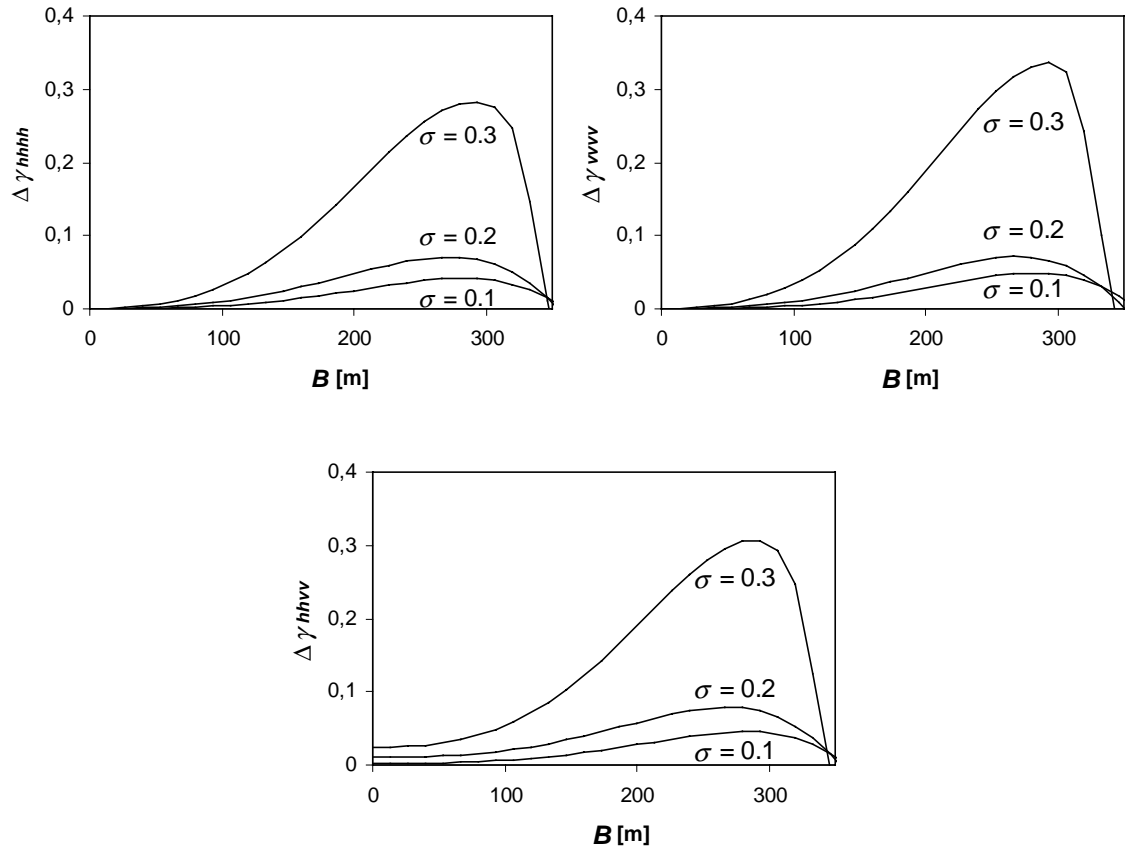


Abbildung 3.6: Differenz der Kohärenz einer rauen Oberfläche (PO) mit gegebener Standardabweichung σ (in m) und einer konstanten Korrelationslänge von $\ell = 2.5$ m in Bezug auf eine vollkommen glatte Referenzoberfläche. (B = Basislinie)

stanten Korrelationslänge von $\ell = 2.5$ m und verschiedener Standardabweichung ($\sigma = 0.1$ m, 0.2 m, 0.3 m) generiert und die Kohärenz für verschiedene Basislinien ermittelt. Als Referenz diente eine vollkommen glatte Oberfläche (maximale Kohärenz unter Berücksichtigung der Basisliniendekorrelation). Zudem wurden folgende Modellparameter verwendet: Höhe des Sensors $h_0 = 3500$ m, Wellenlänge $\lambda = 23$ cm, Blickwinkel $\theta = 40^\circ$. Die Basislinie wurde von 0 m bis 350 m variiert. Abbildung 3.6 zeigt die Ergebnisse dieser Simulation für die Kohärenzen γ_{hhhh} , γ_{vvvv} und γ_{hhvv} . Dargestellt ist jeweils die Differenz $\Delta\gamma_{mnpq}$ zur maximalen Kohärenz der Referenzoberfläche. Die Kohärenz nimmt demnach für alle Polarisierungen mit steigendem σ ab. Gleiches gilt für eine Vergrößerung der Basislinie, wobei am Ende der Kurve wieder eine Zunahme der Kohärenz zu verzeichnen ist. Dieser Effekt rührt daher, daß bei etwa 350 m die kritische Basislinie erreicht wird (s. Abb. 3.7) und die Kohärenz deshalb gegen Null strebt, wodurch die Differenz wieder abnimmt. Die maximale Differenz wird bei einer

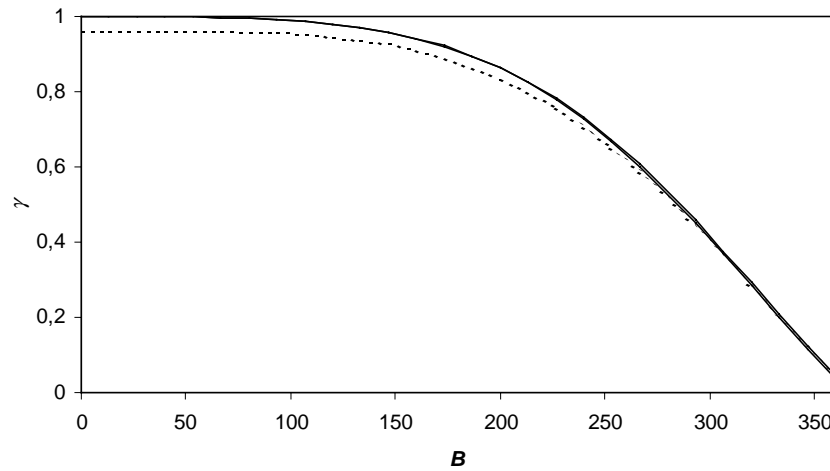
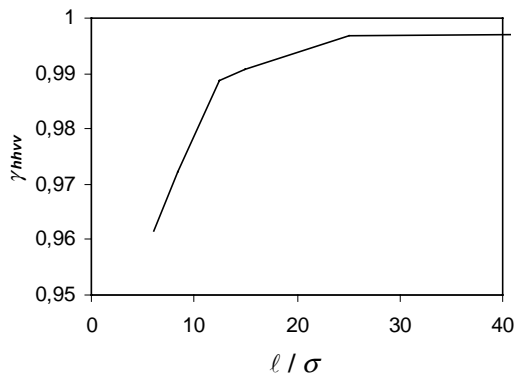
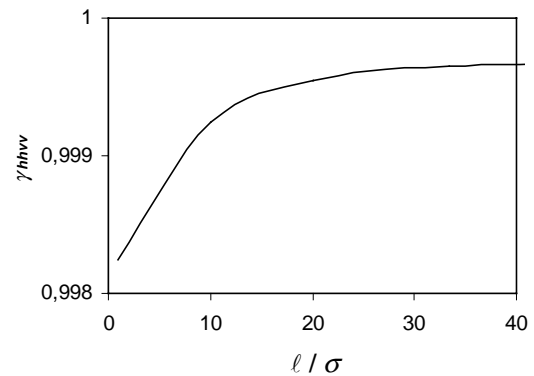


Abbildung 3.7: Basisliniendekorrelation bei einer PO-Oberfläche mit $\ell/\sigma = 6$; die durchgezogene Linie bezeichnet die Kohärenzen γ_{hhhh} und γ_{vvvv} (gleicher Verlauf), die gestrichelte Linie bezeichnet γ_{hhvv} .



(a)



(b)

Abbildung 3.8: Kohärenz γ_{hhvv} einer rauen Oberfläche in Abhängigkeit von der Rauigkeit ℓ/σ . (a) PO, (b) SPM. Die verwendete Basislinie B ist gleich 40m.

Basislinie von ca. 300m erreicht. Die Ergebnisse für $\Delta\gamma_{hhhh}$ und $\Delta\gamma_{vvvv}$ stimmen sehr gut mit denen der Arbeit von Franceschetti et al. überein. Polarimetrische Untersuchungen wurden allerdings in dieser Arbeit nicht vorgenommen, weshalb das Resultat für $\Delta\gamma_{hhvv}$ einer separaten Interpretation unterzogen werden soll. Der wesentliche Unterschied zu den rein interferometrischen Kurven liegt in dem Offset bei der Basislinie $B = 0$ m. D.h., selbst bei gleicher Aufnahmegeometrie ist die Kohärenz

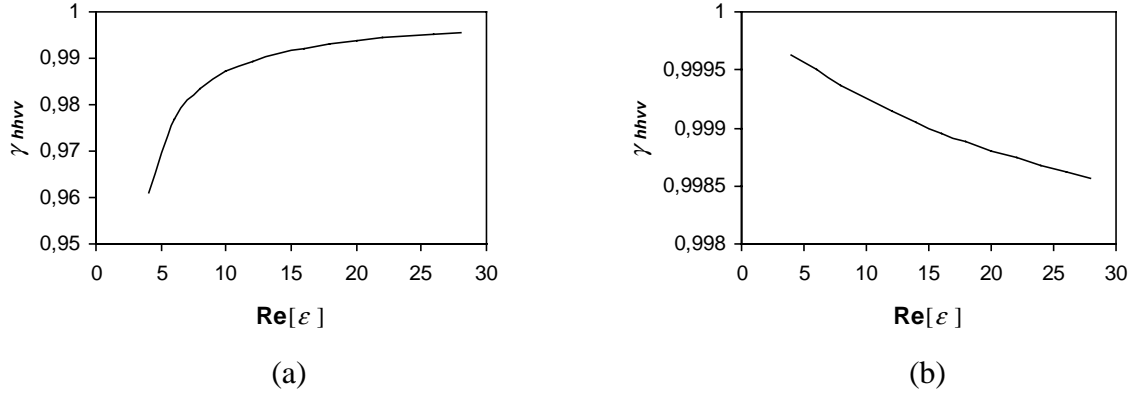


Abbildung 3.9: γ_{hhvv} in Abhängigkeit der Dielektrizitätskonstante ($\varepsilon = 4-0i$ bis $28-6i$) – dargestellt ist nur der Realteil von ε . (a) zeigt das Verhalten einer PO-Oberfläche und (b) das einer Bragg-Oberfläche mit jeweils der Rauigkeit $\ell/\sigma = 10$.

zwischen dem hh - und vv -Kanal nicht gleich 1, sondern nimmt mit zunehmender Rauigkeit der Oberfläche ab. Dieser Effekt wurde durch eine weitere Reihe von Simulationen verifiziert, wobei bei einer konstanten Basislinie von 40m und den oben aufgeführten Modellparametern die Kohärenz γ_{hhvv} in Abhängigkeit der Rauigkeit ermittelt wurde. Die Rauigkeit hängt zwar von den zwei unabhängigen Parametern σ und ℓ ab, jedoch läßt sie sich durch das Verhältnis der beiden Parameter ℓ/σ in einer allgemeineren Form beschreiben. Je größer das Verhältnis, desto glatter ist die Oberfläche und umgekehrt. Das Ergebnis der Simulation für eine Oberfläche unter Verwendung der PO ist in Abb. 3.8 (a) aufgeführt, wobei Abb. 3.8 (b) zum Vergleich die Resultate für eine Bragg-Oberfläche (SPM) aufzeigt. Trotz der gleichen Rauigkeitsverhältnisse ℓ/σ ist die Standardabweichung im Falle der Bragg-Oberfläche sehr viel kleiner als für die PO-Oberfläche (vgl. Gl. 3.24 und 3.25). Deshalb fällt der Effekt in diesem Fall auch sehr viel geringer aus, zeigt aber den gleichen qualitativen Verlauf.

Der Grund für die Abnahme der Kohärenz γ_{hhvv} bei zunehmender Rauigkeit liegt in der wachsenden Anisotropie des Streumechanismus. In diesem Zusammenhang ist mit Isotropie gemeint, daß $S_{hh} = S_{vv}$. Diese beiden Komponenten werden von zwei Faktoren beeinflusst, nämlich von der Rauigkeit und von der Dielektrizitätskonstante. Bei wachsender Rauigkeit ändert sich das Verhältnis zwischen S_{hh} und S_{vv} und führt zu einer immer höheren Anisotropie ($S_{hh} \neq S_{vv}$) und damit zu der entsprechenden Dekorrelation. Die Dielektrizitätskonstante ε bestimmt zusammen mit dem lokalen Einfallswinkel den Wert der Reflexionskoeffizienten R_h , R_v , α_h und α_v (vgl. Gl. 3.6 und 3.12). Die Koeffizienten R_h und R_v der PO nähern sich mit

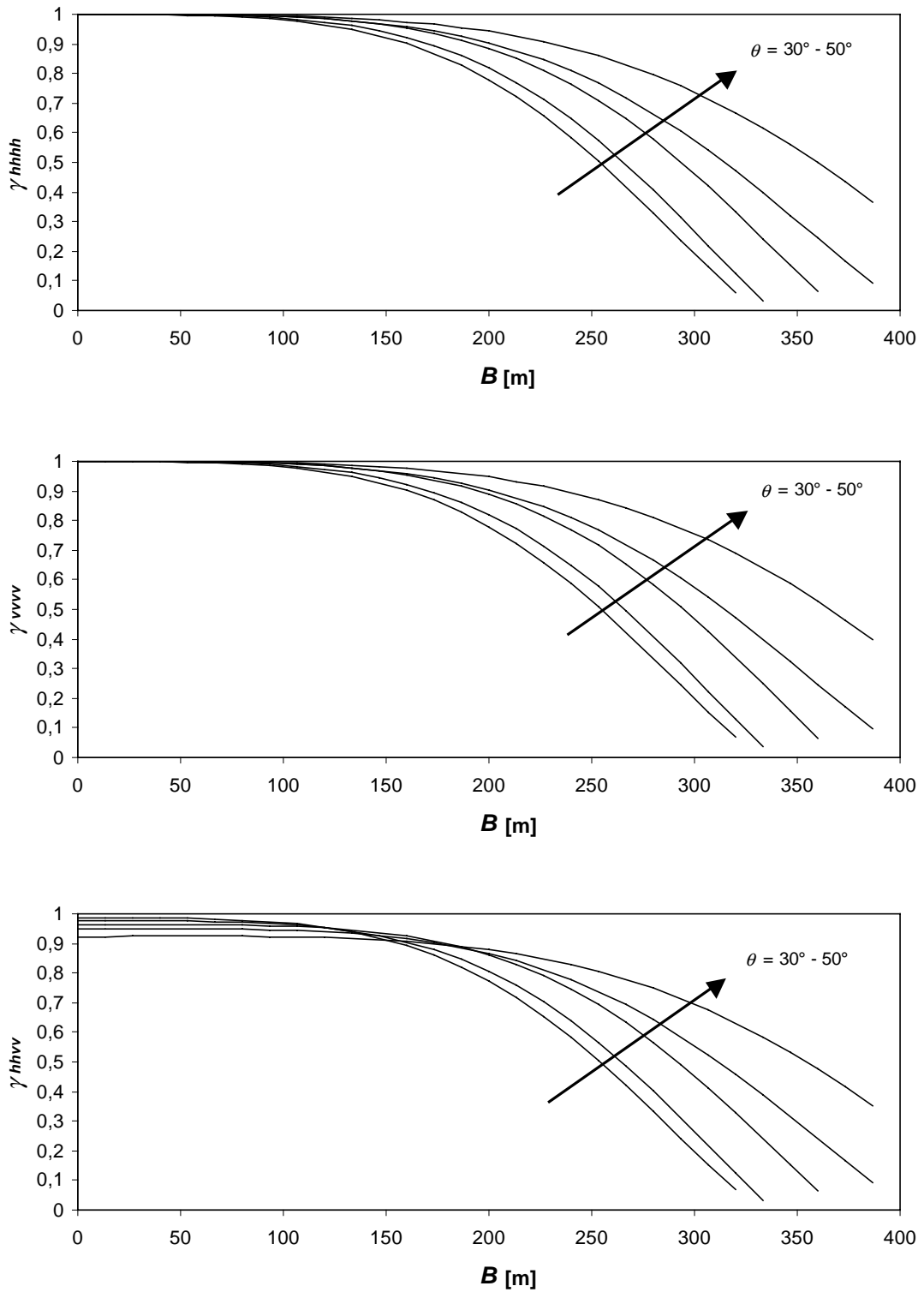


Abbildung 3.10: Kohärenz einer PO-Oberfläche in Abhängigkeit von Blickwinkel θ und Basislinie B . $\ell/\sigma = 7.5$ konstant.

wachsendem ε einander an, so daß der Streumechanismus zunehmend isotrop wird. Genau das Gegenteil gilt für die Koeffizienten α_h und α_v des SPM, d.h. der Streumechanismus wird bei größeren Werten von ε zunehmend anisotrop. Dieses entgegengesetzte Verhalten wird durch die in Abb. 3.9 dargestellten Simulationsergebnisse bestätigt. Die Dielektrizitätskonstante wurde jeweils von $\varepsilon = 4-0i$ bis zu $\varepsilon = 28-6i$ variiert, wobei die geometrische Anordnung sowie die Rauigkeit konstant gehalten wurden. Die Werte der Dielektrizitätskonstante wurden hierbei so gewählt, daß sie einer bestimmten Bodenfeuchte entsprechen, wobei die Berechnung der Werte mit Hilfe eines semiempirischen Modells [79] bei einer Wellenlänge von $\lambda = 23\text{cm}$ erfolgte. Wiederum sind die Effekte bei der PO-Oberfläche sehr viel stärker als bei der Bragg-Oberfläche.

Die Werte der Kohärenzen sind zudem noch abhängig vom Blickwinkel θ des Radars, wobei sich dieser wiederum auf den lokalen Einfallswinkel und damit die Reflexionskoeffizienten auswirkt. Auch dieser Effekt wurde mittels Simulation untersucht – die Ergebnisse für eine PO-Oberfläche sind in Abb. 3.10 dargestellt. Für diese Simulation wurde sowohl die Basislinie B als auch der Blickwinkel θ bei einer konstanten Rauigkeit von $\ell/\sigma = 7.5$ variiert. Man erkennt, daß γ_{hhh} und γ_{vvv} nur von der jeweiligen Aufnahmegeometrie beeinflusst werden, γ_{hvv} hingegen aber zusätzlich dem veränderten Streumechanismus unterliegt. Des weiteren ist leicht zu sehen, daß mit wachsendem Blickwinkel auch der Punkt der kritischen Basislinie zu höheren Werten ansteigt. Dies ist in direkter Übereinstimmung mit Gl. 2.44: B_{krit} ist direkt proportional zu $\tan(\theta)$. Die Resultate für eine Bragg-Oberfläche sind sehr ähnlich geartet, aber auch dieses Mal sind die Effekte in bezug auf γ_{hvv} sehr gering, weshalb auf eine graphische Darstellung an dieser Stelle verzichtet wird.

Die Simulationsergebnisse für die interferometrischen Observablen lassen sich demnach wie folgt zusammenfassen: die Voraussagen des Modells entsprechen den theoretisch erwarteten Verhaltensweisen; ein Vergleich mit einer unabhängigen Arbeit [78] zeigte ebenfalls Übereinstimmung. γ_{hhh} und γ_{vvv} weisen ein nahezu identisches Verhalten auf, das nur durch die Aufnahmegeometrie, nicht aber durch die Oberflächenparameter beeinflusst wird. Hingegen hängt die Kohärenz γ_{hvv} stark von diesen Parametern ab, da sie sehr sensitiv auf Änderungen der Anisotropie des Streumechanismus reagiert. Da allerdings sowohl die Rauigkeit als auch die Dielektrizitätskonstante Einfluß auf γ_{hvv} nehmen, kann diese Observable nicht ohne Hilfe von weiteren unabhängigen Observablen dazu benutzt werden, um Rückschlüsse auf die ein-

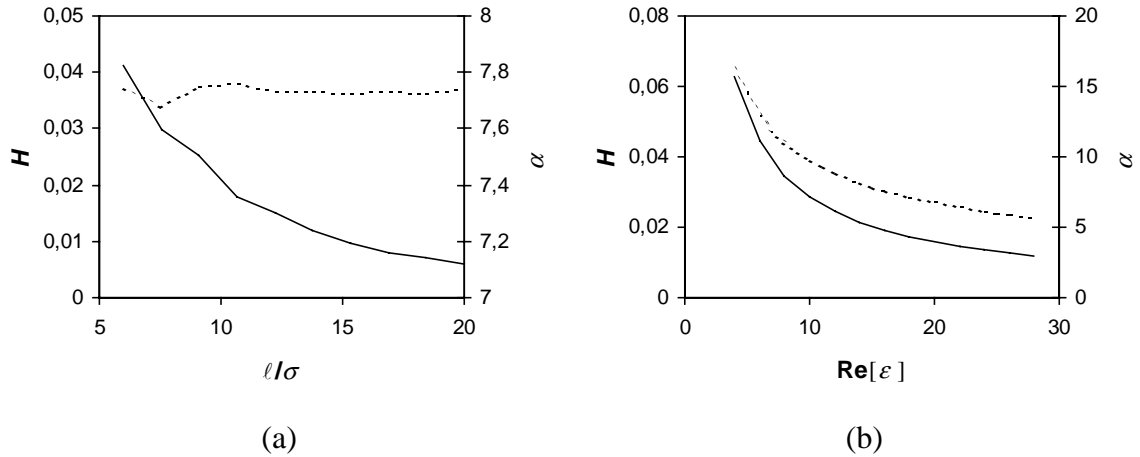


Abbildung 3.11: Entropie H (durchgezogene Linie) und α -Winkel (gestrichelte Linie) in Abhängigkeit von (a) der Rauigkeit ℓ/σ und (b) der Dielektrizitätskonstante ε für eine PO-Oberfläche. Der Blickwinkel θ beträgt 40° .

zelen Oberflächenparameter zu ziehen. Die Effekte bei einer Bragg-Oberfläche können zwar simuliert werden, sie sind aber so marginal, daß sie sicher nicht in realen SAR-Daten beobachtet werden können. Um die Anzahl der Meßgrößen zu erweitern, soll im folgenden das Verhalten der polarimetrischen Observablen Entropie H und α -Winkel in bezug auf Oberflächenparameter untersucht werden.

Da die Entropie ein Maß für die Anzahl der beteiligten Streumechanismen (oder auch im physikalischen Sinn ein Maß für die Unordnung) ist, ist zu erwarten, daß sie im wesentlichen von der Rauigkeit der Oberfläche der abhängt. Der α -Winkel mißt den durchschnittlichen Streumechanismus und sollte deswegen mehr von den dielektrischen Eigenschaften und der Aufnahmegeometrie beeinflusst werden. Abbildung 3.11 zeigt die Ergebnisse einer Simulation für eine PO-Oberfläche, bei der zunächst die Rauigkeit bei konstanter Dielektrizitätskonstante variiert wurde, und dann umgekehrt (Blickwinkel $\theta = 40^\circ$). Die Entropie wächst wie erwartet bei zunehmender Rauigkeit, wird aber auch von den dielektrischen Eigenschaften beeinflusst, wobei bei zunehmender Isotropie der Oberfläche (großes ε) die Entropie abnimmt. Generell sind die Effekte sehr klein und können experimentell wohl kaum nachgewiesen werden. Der α -Winkel zeigt dagegen ein sehr interessantes Verhalten: die Rauigkeit der Oberfläche scheint keinen Einfluß auf ihn zu haben, jedoch zeigt er eine starke Abhängigkeit von der Dielektrizitätskonstante. Je größer ε , desto kleiner wird der α -Winkel (zunehmend isotroper

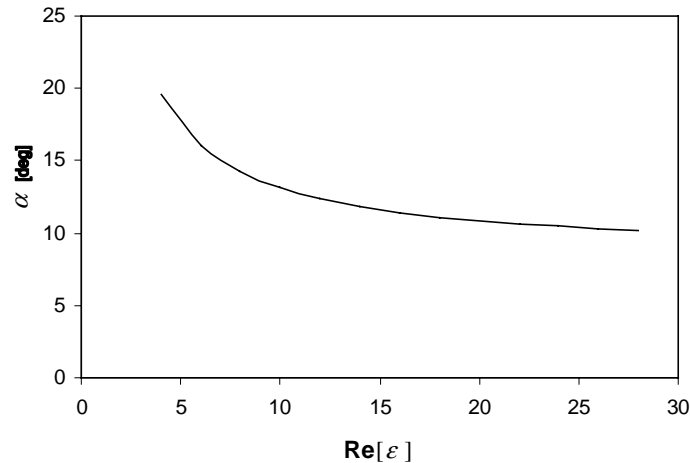


Abbildung 3.12: α -Winkel in Abhängigkeit von der Dielektrizitätskonstante ϵ für eine Bragg-Oberfläche. Der Blickwinkel θ beträgt 40° . Die Rauigkeit hat keinerlei Einfluß.

Streumechanismus). Im Falle einer Bragg-Oberfläche ist die Entropie konstant nahe Null und soll deswegen nicht näher untersucht werden. Der α -Winkel zeigt dennoch wieder eine starke Abhängigkeit von der Dielektrizitätskonstante (s. Abb. 3.12). Mithin ist der α -Winkel eine Observable, die zur Messung der Dielektrizitätskonstante und damit der Bodenfeuchte benutzt werden könnte, vorausgesetzt, daß die Modellierung der Realität entspricht. Ein Experiment zur Validierung der Simulationsergebnisse von Oberflächenstreuung wird in Kap. 3.5.1 erläutert und diskutiert.

Auch im polarimetrischen Fall sind die Ergebnisse zusätzlich abhängig von der Aufnahmegeometrie, respektive dem Blickwinkel θ . Die Simulation in Abb. 3.13 zeigt deutlich, daß man diese Effekte nicht vernachlässigen kann – speziell für eine PO-Oberfläche ist die Veränderung der Werte in bezug auf den Blickwinkel sehr groß. Der α -Winkel steigt in beiden Fällen für größere Blickwinkel an.

Zusammenfassend gibt die Entropie zwar Information über die Oberflächenparameter, jedoch sind die Variationen so klein, daß sie nicht für eine Extraktion verwendet werden können. Hingegen zeigt der α -Winkel eine starke Abhängigkeit von der Dielektrizitätskonstante der Oberfläche und könnte somit der Bestimmung von Bodenfeuchte dienen. Hierzu muß allerdings der Blickwinkel bekannt sein, was speziell für flugzeuggetragene Sensoren von Relevanz ist, da der Blickwinkel über die gesamte Szene durchaus große Unterschiede aufweisen kann. Aus der Kombination von polarimetrischen und interferometrischen Resultaten ergibt sich die Möglichkeit, sowohl Rauigkeit als auch dielektrische Eigenschaften zu extrahieren, wobei zu diesem Zweck eine Validierung von Nöten ist (s. Kap. 3.5.1). Das Hauptaugenmerk

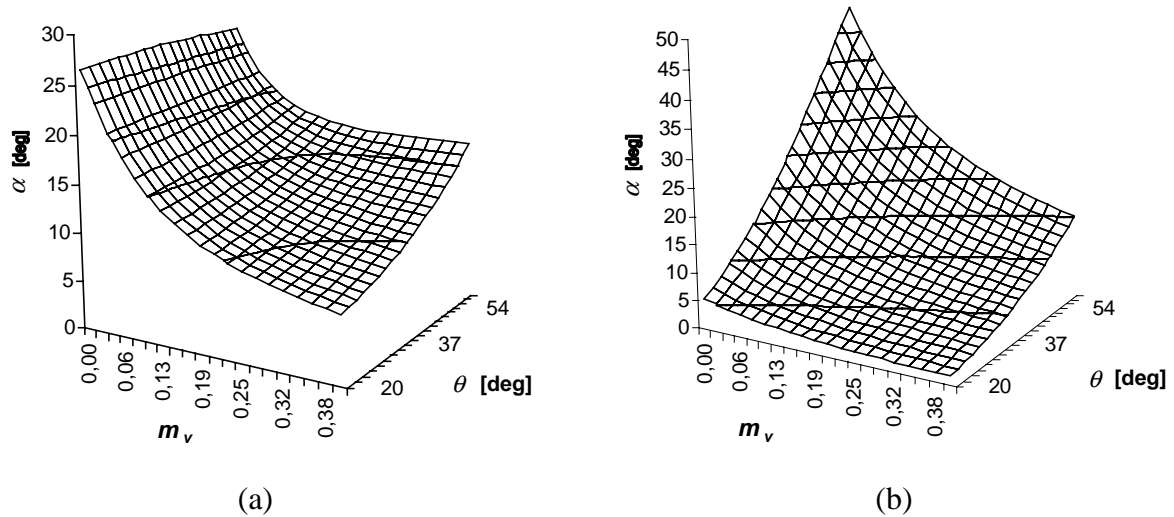


Abbildung 3.13: α -Winkel in Abhängigkeit von der volumetrischen Bodenfeuchte m_v und dem Blickwinkel θ für (a) eine PO-Oberfläche und (b) eine Bragg-Oberfläche.

soll hierbei auf der Extraktion der Bodenfeuchte liegen, da sie, wie schon in der Einleitung erwähnt, eine Haupteinflußgröße bei der Bestimmung des Wasserkreislaufs im Sinne der Hydrologie ist. Die Berechnung des α -Winkels aus polarimetrischen SAR-Daten ist durch eine einfache Eigenwertzerlegung zu realisieren und wäre deshalb ein sehr direkter Weg zur Messung der Bodenfeuchte.

3.3 Simulation von Volumenstreuung

Von Volumenstreuung spricht man, wenn das Signal in ein Volumen eindringt, das aus einer Anzahl von Streuobjekten besteht. Diese Objekte sind in der Regel zufällig über das Volumen verteilt. Typische Volumenstreuer sind vor allem Bäume (bzw. Wald), oder auch Felder, deren Bewuchs eine gewisse Höhe erreicht (z.B. Mais), so daß nicht mehr von Oberflächenstreuung ausgegangen werden kann. Solch komplexe Streuobjekte bestehen nicht nur aus einer Art von Streuern, sondern aus vielen verschiedenen, wie z.B. Blätter, Nadeln, Äste, etc. Inzwischen gibt es eine Reihe von inkohärenten Modellen, die darauf aus sind, solche Streuobjekte möglichst wirklichkeitsgetreu zu beschreiben [7][4]. Diese Modelle sind inzwischen sehr gut in ihrer Fähigkeit, die Intensität des rückgestreuten Radarsignals zu beschreiben. Allerdings müssen sehr viele Parameter verwendet werden, um ein solch komplexes Gebilde wie einen Baum zu beschreiben. Dies macht es unmöglich, diese Modelle zu invertieren, um aus gemessenen Intensitäten Rückschlüsse auf physikalische Parameter zuzulassen. Um die-

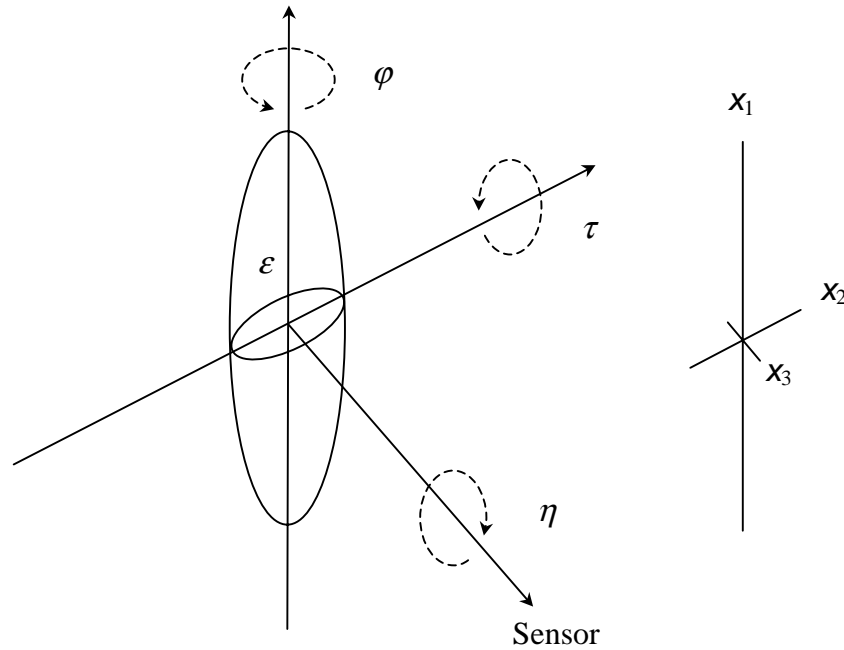


Abbildung 3.14: Geometrie eines dielektrischen Ellipsoids mit den Hauptachsen x_1, x_2, x_3 , den Drehwinkeln φ, τ, η und der komplexen Dielektrizitätskonstante ϵ .

sem Problem vorzubeugen steht in dieser Arbeit die Einfachheit des Modells im Vordergrund, so daß nur so viele Parameter verwendet werden wie unbedingt nötig sind, um zumindest die prinzipielle Struktur eines komplexen Gebildes zu erfassen. Blätter, Nadeln und Äste haben eines gemeinsam: sie lassen sich alle approximativ durch dielektrische Ellipsoide beschreiben, wobei die Ellipsoide in ihren geometrischen und dielektrischen Eigenschaften relativ einfach an die natürlichen Vorgaben angepaßt werden können. Die Basistheorie für solche Streuer geht auf eine Arbeit von H.C. van de Hulst [3] zurück und findet hauptsächlich in der Meteorologie Verwendung. Eine erst kürzlich erschienene Arbeit von Cloude et al. [80] zeigte allerdings, daß diese Theorie durchaus auch eine Berechtigung für Anwendungen im Bereich der Radarpolarimetrie aufweist, vor allem im Hinblick auf die Extraktion der Objektgeometrie.

3.3.1 Berechnung der Streumatrix für dielektrische Ellipsoide

Die Berechnung der Streumatrix eines dielektrischen Ellipsoids basiert auf der Annahme, daß das elektrische Feld innerhalb des Partikels in bezug auf die Polarisation konstant ist, d.h., daß eine homogene Materialverteilung vorliegt. Voraussetzung ist, daß das Ellipsoid klein gegenüber der Wellenlänge des verwendeten Signals ist. Diese Voraussetzung trifft für Objekte wie

Blätter und Nadeln durchaus zu, vor allem bei Wellenlängen größer als 20cm (z.B. L-Band oder P-Band). Die Vereinfachung, die dadurch vorgenommen werden kann, ist, daß das angewandte elektrische Feld \underline{E}_0 *homogen* ist. Aus der Elektrostatik folgt dann für das induzierte Dipolmoment \underline{p} des Partikels

$$\underline{p} = \rho \underline{E}_0 = \underline{P} V \quad (3.26)$$

wobei ρ die Polarisierbarkeit des Partikels und im allgemeinen ein Tensor ist; \underline{P} wird als Polarisation pro Volumeneinheit bezeichnet und V ist das Volumen, das von dem Partikel eingenommen wird. Diese Gleichung gilt auch im Falle eines periodischen Feldes

$$\underline{p} \cdot e^{i\omega t} = \rho \underline{E}_0 \cdot e^{i\omega t} \quad (3.27)$$

und ist demnach auch für die Anwendung bei polarisierten Radarwellen geeignet. Für die weitere Berechnung kann man sich deshalb auf den statischen Fall beschränken. Es werde nun das Feld \underline{E}_0 entlang einer der Hauptachsen x_j ($j = 1,2,3$) des Ellipsoids angewandt (s. Abb. 3.14 für die geometrischen Definitionen). Dann ergibt sich das Feld \underline{E} an jedem Punkt innerhalb des Ellipsoids zu [3]

$$\underline{E} = \underline{E}_0 - 4\pi \underline{P} L_j \quad (3.28)$$

wobei die Faktoren L_j von den Achsendimensionen abhängen und wie folgt definiert sind

$$\sum_{j=1}^3 L_j = 1 \quad \wedge \quad L_1 : L_2 : L_3 = \frac{1}{x_1} : \frac{1}{x_2} : \frac{1}{x_3} \quad (3.29)$$

d.h.

$$\begin{aligned} L_1 &= \frac{x_2 x_3}{x_2 x_3 + x_1 x_3 + x_1 x_2} \\ L_2 &= \frac{x_1 x_3}{x_2 x_3 + x_1 x_3 + x_1 x_2} \\ L_3 &= \frac{x_1 x_2}{x_2 x_3 + x_1 x_3 + x_1 x_2} \end{aligned} \quad (3.30)$$

Die Polarisation pro Volumeneinheit \underline{P} ist wiederum gegeben durch [3]

$$\underline{P} = (\varepsilon - 1) \frac{\underline{E}}{4\pi} \quad (3.31)$$

mit der komplexen Dielektrizitätskonstante ε , und in Kombination mit Gleichung 3.26 ergibt sich für die Polarisierbarkeit des Ellipsoids entlang einer der Hauptachsen x_j

$$\rho_j = \frac{V}{4\pi \left(L_j + \frac{1}{\varepsilon - 1} \right)} \quad (3.32)$$

Das Volumen des Ellipsoids berechnet sich direkt aus den Achsendimensionen zu

$$V = \frac{4}{3} \pi \frac{x_1}{2} \frac{x_2}{2} \frac{x_3}{2} = \frac{1}{6} \pi \cdot x_1 x_2 x_3 \quad (3.33)$$

Die Elemente der Streumatrix bestehen nun aus den Elementen der Polarisierbarkeitstensors entsprechend der drei Richtungen der Hauptachsen des Ellipsoids [3][80]. Die einfallende Welle sei in der h - v -Basis gegeben. Die Hauptachsen x_1 und x_2 entsprechen der Richtung der vertikalen bzw. der horizontalen Polarisierung, wobei die Ausbreitungsrichtung \underline{k} in Richtung der x_3 -Achse verlaufen soll. Die Streumatrix nehme vorübergehend die Gestalt einer 3×3 -Matrix an, wobei diejenigen Elemente, welche eine Komponente in Ausbreitungsrichtung enthalten Null sein müssen, da diese vom Radar nicht gemessen werden. Es gilt also

$$[S]^{(r)} = \begin{bmatrix} S_{hh}^{(r)} & S_{hv}^{(r)} & 0 \\ S_{vh}^{(r)} & S_{vv}^{(r)} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \rho_2 & 0 & 0 \\ 0 & \rho_1 & 0 \\ 0 & 0 & \rho_3 \end{bmatrix} \quad (3.34)$$

Die Diagonalelemente der Streumatrix nehmen in diesem speziellen Fall also die Werte ρ_2 und ρ_1 des Polarisierbarkeitstensors an. Nun soll das Ellipsoid entsprechend der Winkel φ , τ und η (s. Abb. 3.14) gegenüber der Blickrichtung gedreht werden können. Dies kann durch drei aufeinanderfolgende Euler-Rotationsmatrizen realisiert werden, d.h.

$$[S]^{(r)} = [R_3]^T [R_2]^T [R_1]^T \begin{bmatrix} \rho_2 & 0 & 0 \\ 0 & \rho_1 & 0 \\ 0 & 0 & \rho_3 \end{bmatrix} [R_1][R_2][R_3] \quad (3.35)$$

mit

$$[R_1] = \begin{bmatrix} \cos \eta & \sin \eta & 0 \\ -\sin \eta & \cos \eta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad [R_2] = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \tau & \sin \tau \\ 0 & -\sin \tau & \cos \tau \end{bmatrix} \quad [R_3] = \begin{bmatrix} \cos \varphi & 0 & \sin \varphi \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \varphi & 0 & \cos \varphi \end{bmatrix} \quad (3.36)$$

Es ist wichtig zu bemerken, daß die Endposition des Ellipsoids von der Reihenfolge der Rotationen abhängt, d.h., die Matrizen $[R_1]$, $[R_2]$ und $[R_3]$ sind nicht beliebig vertauschbar. Dennoch kann durch diese Operation jede beliebige Orientierung des Ellipsoids gegenüber dem Sensor erreicht werden. Für die meßbaren Elemente der Streumatrix in der h - v -Basis ergibt sich dann unter beliebiger Orientierung (φ, τ, η)

$$\begin{aligned} S_{hh}^{(r)} &= \rho_1 \sin^2 \eta \cos^2 \varphi + \rho_2 \cos^2 \eta \cos^2 \varphi + \rho_3 \cos^2 \tau \sin^2 \varphi + \\ &\quad + (\rho_2 \sin^2 \eta + \rho_1 \cos^2 \eta) \sin^2 \tau \sin^2 \varphi + \\ &\quad + 2(\rho_1 - \rho_2) \sin \eta \cos \eta \sin \tau \sin \varphi \cos \varphi \\ S_{hv}^{(r)} &= S_{vh}^{(r)} = (\rho_2 - \rho_1) \sin \eta \cos \eta \cos \tau \cos \varphi + \\ &\quad + (\rho_3 - \rho_2 \sin^2 \eta - \rho_1 \cos^2 \eta) \sin \tau \cos \tau \sin \varphi \\ S_{vv}^{(r)} &= (\rho_1 \cos^2 \eta + \rho_2 \sin^2 \eta) \cos^2 \tau + \rho_3 \sin^2 \tau \end{aligned} \quad (3.37)$$

Durch die Wahl der Partikeldimensionen (x_1, x_2, x_3) , der Orientierung (φ, τ, η) und der Dielektrizitätskonstante ε können nun Szenarien simuliert werden, die natürliche Streuobjekte wie z.B. Nadeln ($x_1 \gg x_2 \wedge x_2 = x_3$) oder Blätter ($x_1 \approx x_2 \wedge x_2 \gg x_3$) beinhalten. Kleine Äste könnten ebenfalls simuliert werden, man muß allerdings beachten, daß die Objekte klein in bezug auf die Wellenlänge sein müssen, deshalb scheiden größere Äste bei Anwendung dieser Methode aus. Da das Ziel dieser Arbeit aber nicht auf der möglichst naturgetreuen Simulation von komplexen Streuobjekten, sondern auf das Verständnis der grundlegenden Streuprinzipien und deren Effekte ausgerichtet ist, sind die Möglichkeiten der obigen Methode durchaus geeignet, um eine weite Palette von Streuvorgängen abzudecken.

3.3.2 Vorwärtsstreuung und Extinktion

Die für die Berechnung der Extinktion notwendige Streumatrix für die Vorwärtsstreuung erhält man durch eine leichte Modifikation der Rückstreumatrix unter Berücksichtigung der geometrischen Änderung der Basisvektoren: bei der Vorwärtsstreuung ändern sowohl der \underline{k} -Vektor, als auch der Basisvektor für die horizontale Polarisation ihre Orientierung um jeweils 180° , wobei der Basisvektor für die vertikale Polarisation unberührt bleibt. Da das Ellipsoid ein symmetrisches Objekt ist, kann die Matrix $[S]^{(v)}$ durch simple Änderung der Vorzeichen von ρ_1 und ρ_3 berechnet werden, also

$$[S]^{(v)} = [R_3]^T [R_2]^T [R_1]^T \begin{bmatrix} -\rho_2 & 0 & 0 \\ 0 & \rho_1 & 0 \\ 0 & 0 & -\rho_3 \end{bmatrix} [R_1] [R_2] [R_3] \quad (3.38)$$

Die Elemente der Streumatrix ergeben sich dann ebenso durch Vertauschen der entsprechenden Vorzeichen in Gleichung 3.37. Dieses Ergebnis kann dann bei der Simulation eines beliebigen Szenarios in Gleichung 3.4 eingesetzt werden, um den Extinktionskoeffizienten zu ermitteln.

Um eine solche Simulation am Computer durchzuführen, müssen zunächst die Anzahl der Partikel und deren Position generiert werden. Die Anzahl ist entscheidend für die Extinktion, aber auch für die Rechenzeit. So benötigt eine Simulation bei 100.000 Partikeln etwa 20 Minuten. Der Grund dafür ist, daß für jedes Teilchen separat die Streumatrix sowohl in Vorwärts- als auch in Rückwärtsrichtung berechnet werden muß, unter Berücksichtigung aller Orientierungswinkel und Dimensionen. Daraus wird dann der Extinktionskoeffizient bestimmt und anschließend die kohärente Summe aller Beiträge über die einzelnen Positionen im Volumen ermittelt. Bei steigender Zahl der Partikel spielt auch zunehmend der Speicherbedarf eine Rolle, ist aber bei heutigen Systemen nicht allzu kritisch. Obwohl der Rechenaufwand gegenüber der Oberflächensimulation erheblich größer ist, kann bei einer Wartezeit von 20 Minuten trotzdem noch relativ zügig ein Ergebnis produziert werden. Mehrfachreflexionen werden in diesem Modell nicht berücksichtigt, da die Modellierung einerseits sehr kompliziert würde, andererseits wäre der Rechenaufwand von immensem Ausmaß.

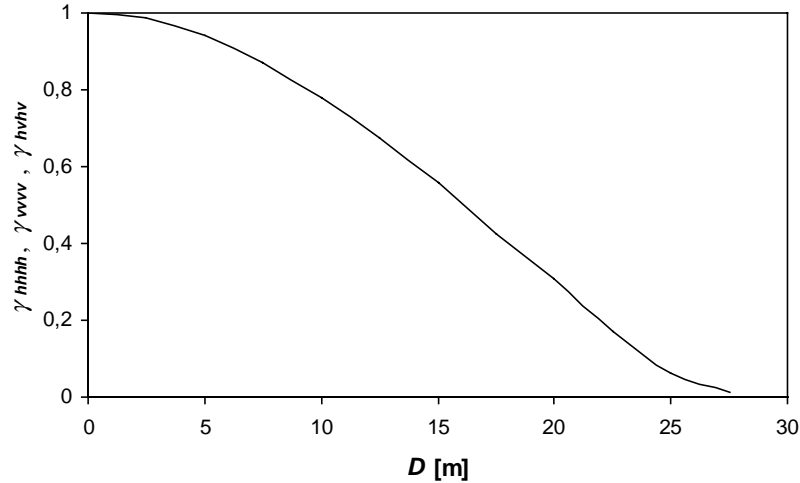


Abbildung 3.15: Volumendekorrelation einer Schicht von dielektrischen Ellipsoiden in Abhängigkeit der Schichtdicke D bei einer konstanten Basislinie B von 40m und einem Blickwinkel von $\theta = 40^\circ$; $\lambda = 23\text{cm}$; Sensorhöhe $h_0 = 3500\text{m}$

3.3.3 Simulationsergebnisse und Diskussion

Bereits in einer Arbeit von Cloude et al. [80] wurde gezeigt, daß die polarimetrischen Observablen Entropie H und α -Winkel stark von der geometrischen Form, Orientierung und Dielektrizitätskonstante der Ellipsoide beeinflußt werden. Eine wichtige Erkenntnis, die aus dieser Arbeit gezogen werden kann, ist, daß die Form der Ellipsoide nur wenig Einfluß auf die Anisotropie hat, wenn die Dielektrizitätskonstante klein ist. Glücklicherweise haben natürliche Streuobjekte, vor allem Vegetationsbestandteile, generell eine sehr hohe Dielektrizitätskonstante, da der Wassergehalt entsprechend hoch sein muß, um das Überleben der Pflanze zu gewährleisten. In diesem Fall zeigt die Anisotropie eine starke Abhängigkeit von der Objektgeometrie. Wie schon bei Oberflächenstreuung gezeigt wurde ist die Kohärenz γ_{hhvv} sehr sensitiv in bezug auf die Anisotropie des Streumechanismus und kann damit als Indikator für die geometrischen Eigenschaften der Ellipsoide eingesetzt werden, was an späterer Stelle durch Simulationen gezeigt wird. Zunächst aber soll das generelle interferometrische Verhalten eines Streuvolumens untersucht werden. Hierzu wurde ein Volumen mit variabler Schichtdicke D mit zufällig angeordneten Partikeln (gleichverteilt) verschiedener Art gefüllt. Abbildung 3.15 zeigt, daß die Kohärenz unabhängig von der Polarisierung mit steigender Schichtdicke abnimmt, was ausschließlich dem Effekt der Volumendekorrelation zuzuschreiben ist (vgl. Kap. 2.2.2). Die Dichte der Streuobjekte wurde so gewählt, daß die Effekte der

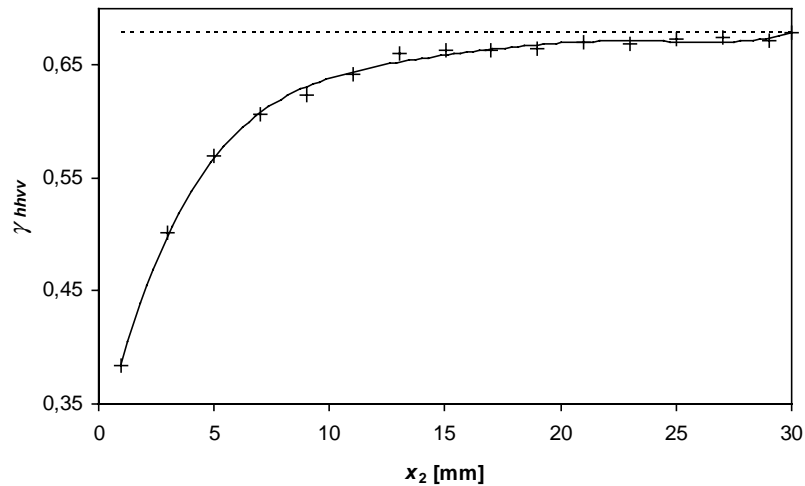


Abbildung 3.16: Kohärenz γ_{hhvv} in Abhängigkeit der Objektgeometrie. Die gestrichelte Linie bezeichnet den maximal möglichen Wert von γ_{hhvv} im Falle von absolut isotropen Streuobjekten. $D = 12.5\text{m}$, $B = 40\text{m}$, $\theta = 40^\circ$, $\lambda = 23\text{cm}$, $h_0 = 3500\text{m}$.

Extinktion sehr klein ausfallen und somit keine Unterschiede in den einzelnen Polarisationen auftreten. Bei sehr starker Extinktion können durchaus Abweichungen von diesem Ergebnis auftreten, jedoch weisen Dämpfungsmessungen in Buchen- und Fichtenwäldern [81] mit einer Höhe von ca. 25m Werte von z.B. etwa 5dB im L-Band auf, was nur einer geringen Extinktion entspricht und erwarten läßt, daß die Effekte auch in realen Szenarien relativ klein sind. Die Werte im C- und X-Band liegen zwischen 10 und 25dB, wodurch bei höher werdenden Frequenzen zunehmend auch diese Effekte berücksichtigt werden sollten. Eine Validierung der Ergebnisse aus Abb. 3.15 erfolgt in Kap. 3.4.2, wobei die Volumendekorrelation dazu benutzt werden soll, um Vegetationshöhen aus der Kohärenz zu bestimmen. Dies wäre wiederum eine wichtige Anwendung für die Ermittlung der Biomasse über Gebieten mit starker Vegetation, da diese durch ihre Verdunstung wesentlich zum Wasserkreislauf beitragen.

Wie schon eingangs erwähnt ist die Kohärenz γ_{hhvv} auch von der geometrischen Form und der Dielektrizitätskonstante der Partikel abhängig. Hierzu wurde die folgende Simulation durchgeführt: ein Volumen wird mit dielektrischen Ellipsoiden gefüllt, deren Positionen zufällig angeordnet sind (gleichverteilt). Nur die Orientierung in bezug auf die Blickrichtung wird variiert ($0 \leq \theta \leq 2\pi$), die anderen Drehwinkel (η , τ) sind gleich 0. Dadurch wird die Projektion der Ellipsoide in bezug auf die Blickrichtung maximal. Alle Partikel erhalten die gleichen Dimensionen x_1 , x_2 und x_3 . Es wird mit höchst anisotropen, nadelartigen Streuern begonnen

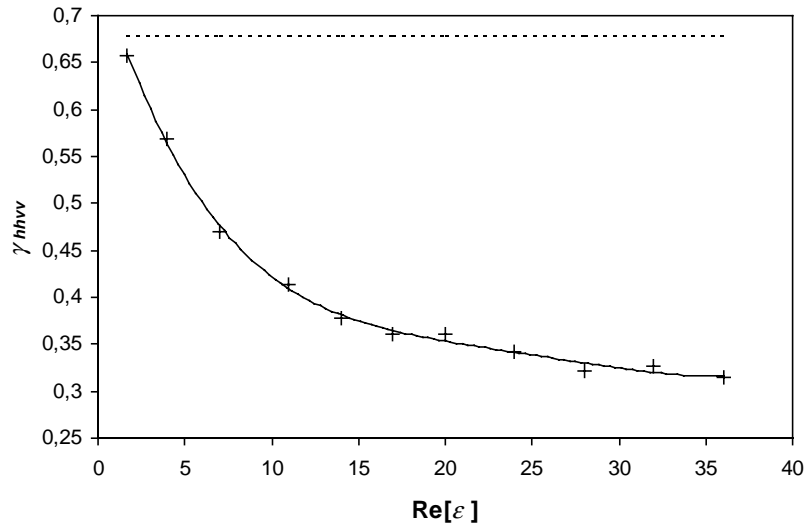


Abbildung 3.17: Kohärenz γ_{hhvv} in Abhängigkeit von der Dielektrizitätskonstante ε . Die gestrichelte Linie bezeichnet den maximal möglichen Wert von γ_{hhvv} im Falle von absolut isotropen Streuobjekten. $D = 12.5\text{m}$, $B = 40\text{m}$, $\theta = 40^\circ$, $\lambda = 23\text{cm}$, $h_0 = 3500\text{m}$.

($x_1 = 30\text{mm}$, $x_2 = 1\text{mm}$, $x_3 = 1\text{mm}$) und dann sukzessive x_2 erhöht, bis schließlich der Wert $x_2 = 30\text{mm}$ erreicht ist, was einem kreisförmigen Streuobjekt entspricht. Ein Kreis ist bei $\eta = \tau = 0$ absolut isotrop und erzeugt damit den maximal erreichbaren Wert der Kohärenz γ_{hhvv} . Bei einer Basislinie B von 40m , einem Blickwinkel θ von 40° , und einer Wellenlänge $\lambda = 23\text{cm}$ ergibt sich das in Abb. 3.16 dargestellte Verhalten in Abhängigkeit von der variierten Objektdimension x_2 . Der Maximalwert von $\gamma_{hhvv} = 0.68$ ergibt sich durch die Volumendekorrelation, die durch die Schichtdicke D des Volumens von 12.5m bedingt wird. Da alle Streuer optimal zum Sensor ausgerichtet sind ergibt sich hier auch der maximale Unterschied von einem anisotropen zu einem isotropen Streuverhalten von $\Delta\gamma_{hhvv} \approx 0.2$, was aber wiederum von der Aufnahmegeometrie abhängt. Würde zusätzlich auch die Orientierung um die Winkel η und τ variiert, so ergäbe sich ein entsprechend kleinerer Unterschied, da das Streuverhalten eines Ellipsoids nur von der Projektion der Objektdimensionen auf die h - und v -Polarisation abhängt. Z.B. entspricht das Streuverhalten eines um $\tau = 90^\circ$ gedrehten Kreises dem eines Dipols, der höchst anisotrop ist!

Wiederholt man die Simulation nun bei konstanter Objektgeometrie von $x_1 = 30\text{mm}$, $x_2 = 1\text{mm}$ und $x_3 = 1\text{mm}$, und variiert stattdessen die Dielektrizitätskonstante ε der Ellipsoide, so erhält man das in Abb. 3.17 dargestellte Ergebnis. Dipole mit einer sehr kleinen Dielektrizi-

tätskonstante ε zeigen nahezu isotropes Streuverhalten, was den Ergebnissen der eingangs erwähnten Arbeit von Cloude et al. [80] entspricht. Mit steigendem ε sinkt die Kohärenz γ_{hhvv} und nähert sich asymptotisch einem Minimum bei $\gamma_{hhvv} \approx 0.3$, welches von der Objekt- sowie von der Aufnahmegeometrie abhängt. Diese Ergebnisse eröffnen die Möglichkeit, natürliche Streuobjekte wie Nadeln und Blätter über die Kohärenz γ_{hhvv} voneinander zu unterscheiden. Jedoch muß man hier Vorsicht walten lassen, da hier immer die optimale Orientierung der Partikel zum Sensor gewählt wurde. In der Realität haben Blätter und Nadeln natürlich eine mehr oder weniger zufällige Orientierung, wodurch die gezeigten Effekte wesentlich geringer ausfallen. Auch sind meist noch anders geartete Streuobjekte beteiligt, welche die Ergebnisse zusätzlich verfälschen können.

Kommt es im interferometrischen Fall zu einer Veränderung des Streuverhaltens zwischen den beiden Aufnahmen, so unterliegt die interferometrische Phase einer zusätzlichen Dekorrelation – der *temporalen* Dekorrelation. Zahlreiche natürliche Gegebenheiten können hierfür als Ursache dienen, wie z.B. Regen, Wind, Klimaveränderungen, etc. Regen wirkt sich direkt auf die dielektrischen Eigenschaften der Streuer aus, da hauptsächlich der Wassergehalt für diese Eigenschaften verantwortlich ist. Auch die Temperatur oder Luftfeuchtigkeit können solche Veränderungen hervorrufen, wenngleich wohl nur in geringem Maße. Die stärkste Auswirkung auf die interferometrischen Observablen zieht jedoch eine Änderung der Position der Streuobjekte nach sich (z.B. durch Wind). Da die interferometrische Phase im wesentlichen von der Höhe der Streuer abhängt, wird demnach eine Positionsänderung in z -Richtung die Kohärenz am meisten beeinflussen. Auch eine Änderung in der Orientierung der Streuer wird ähnliche Effekte auslösen. Auf diese beiden Effekte soll im folgenden näher eingegangen werden.

Für die Simulation von Dekorrelation aufgrund von Positionsänderungen der Streuobjekte wurde eine Schicht der Dicke $D = 12.5\text{m}$ mit zufällig angeordneten Partikeln mit den Dimensionen $x_1 = 50\text{mm}$, $x_2 = 30\text{mm}$ und $x_3 = 1\text{mm}$ (Blätter) generiert. Die Orientierung der Streuer war ebenfalls zufällig. Zwischen den beiden Aufnahmen soll sich die vertikale Position z_i eines jeden Streuers i um einen zufälligen Wert zwischen 0 und Δz verändern ($0 \leq \Delta z_i \leq \Delta z$). Die Werte seien hierbei gleichverteilt. Bei einer Wellenlänge von $\lambda = 23\text{cm}$ können sich schon geringe Veränderungen von $\Delta z \approx 10\text{cm}$ stark auf die Kohärenz auswirken (s. Abb. 3.18). Bei $\Delta z = 15\text{cm}$ erreicht man schließlich einen Zustand von fast völliger Dekorrelation. Dieser Effekt ist unabhängig von der Volumendekorrelation, da aber nicht bekannt ist, wel-

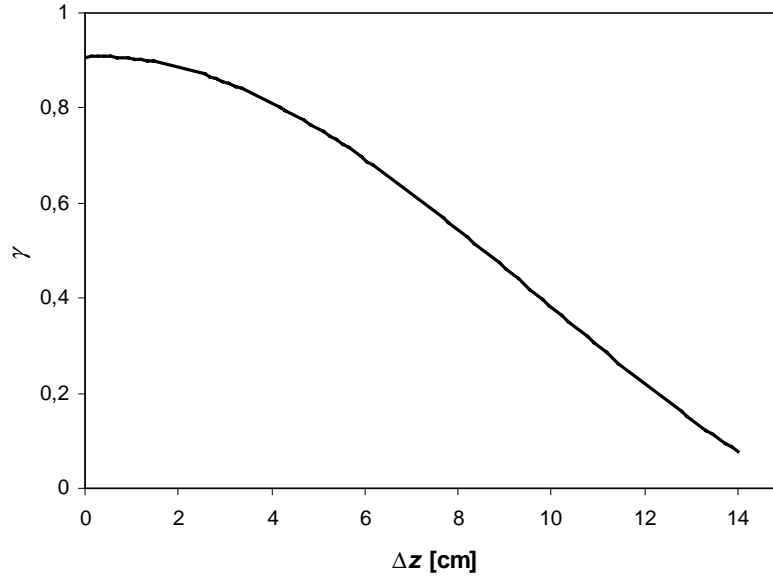


Abbildung 3.18: Kohärenz γ in Abhängigkeit von der Positionsänderung Δz der Streuobjekte zwischen zwei Aufnahmen. Das Ergebnis ist unabhängig von der Polarisation, deshalb $\gamma = \gamma_{hhhh} = \gamma_{hvhv} = \gamma_{vvvv}$. $D = 12.5\text{m}$, $B = 20\text{m}$, $\theta = 40^\circ$, $\lambda = 23\text{cm}$, $h_0 = 3500\text{m}$.

cher der beiden Effekte die Kohärenz verringert, ist es unmöglich, sie voneinander zu trennen. Der Effekt wird auch zunehmend größer, je kleiner die Wellenlänge ist, da sich die Positionsänderungen in bezug auf die Wellenlänge und damit die Phase vergrößern.

Verändert man nicht die Position der Streuobjekte, sondern deren Orientierung, so ergibt sich eine vollkommen andere Situation. Diese Änderung wirkt sich nicht auf die interferometrische Phase aus, sondern auf das polarimetrische Streuverhalten. Man kann also erwarten, daß die Dekorrelation in den verschiedenen Polarisationen unterschiedlich hoch ausfällt. Für die Untersuchung dieser Effekte wurde die gleiche Anordnung wie im vorangegangenen Experiment gewählt, jedoch sind jetzt alle Streuer gleich orientiert und erfahren keine Positionsänderung. Stattdessen wurde der Winkel τ_i eines jeden Streuers um einen Wert $0^\circ \leq \Delta\tau_i \leq \Delta\tau$ (gleichverteilt) zwischen den beiden Aufnahmen verändert, d.h. es werden nicht alle Streuer um den gleichen Winkel gedreht, sondern jeder Streuer zufällig um einen Wert zwischen 0° und $\Delta\tau$. In Abb. 3.19 sieht man, daß sich die Dekorrelation in den verschiedenen Polarisatio-

nen stark unterschiedlich auswirkt. Die Kohärenz γ_{hhhh} bleibt konstant, da eine Drehung der Ellipsoide um die Achse der h -Polarisation diese Komponente, d.h. S_{hh} , nicht verändert. Hingegen fallen wegen der Änderung von S_{vv} und S_{hv} sowohl γ_{vvvv} als auch γ_{hvhv} ab, wobei γ_{hvhv} bei

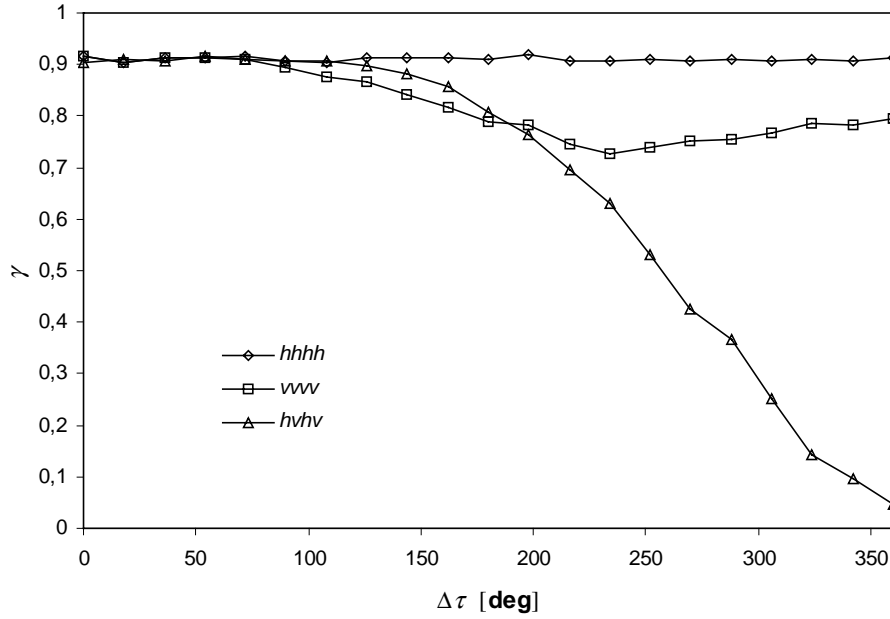


Abbildung 3.19: Kohärenz γ in Abhängigkeit von der Orientierungsänderung $\Delta\tau$ der Streuobjekte zwischen zwei Aufnahmen. Die Änderung entspricht einer Drehung um die Achse der h -Polarisation. $D = 12.5\text{m}$, $B = 20\text{m}$, $\theta = 40^\circ$, $\lambda = 23\text{cm}$, $h_0 = 3500\text{m}$.

$\Delta\tau \approx 180^\circ$ schneller abnimmt als γ_{vvv} . γ_{hvhv} erreicht sogar den Zustand totaler Dekorrelation, jedoch stagniert γ_{vvv} bei $\Delta\tau \approx 220^\circ$ und steigt danach sogar wieder leicht an. Dies liegt daran, daß die maximale Änderung von S_{vv} dann auftritt, wenn der Drehwinkel eines anisotropen Partikels 90° beträgt. Bei der angewandten Gleichverteilung scheint bei einem Winkel von $\Delta\tau = 220^\circ$ der größte Anteil von solchen Extremfällen vorzuliegen und damit zu der größtmöglichen Dekorrelation zu führen. S_{hv} ändert sich dagegen kontinuierlich und γ_{hvhv} nimmt deshalb stetig ab. Dreht man nun die Streuobjekte um den Winkel η und läßt τ unberührt, so erhält man exakt die gleichen Ergebnisse, nur sind nun die h - und v -Komponenten vertauscht, da das Problem symmetrisch ist.

Wie schon die interferometrische Analyse gezeigt hat, ist die Anisotropie der Streumechanismen von der Geometrie und den dielektrischen Eigenschaften der Partikel abhängig. Dies läßt vermuten, daß auch die polarimetrischen Observablen Entropie H und α -Winkel in starkem Maße von diesen Parametern beeinflußt werden und ebenfalls für die Unterscheidung von unterschiedlichen Streuern wie Blätter und Nadeln verwendet werden können. Zu diesem Zweck wurden die interferometrischen Simulationen, deren Ergebnisse in Abb. 3.16 und Abb.

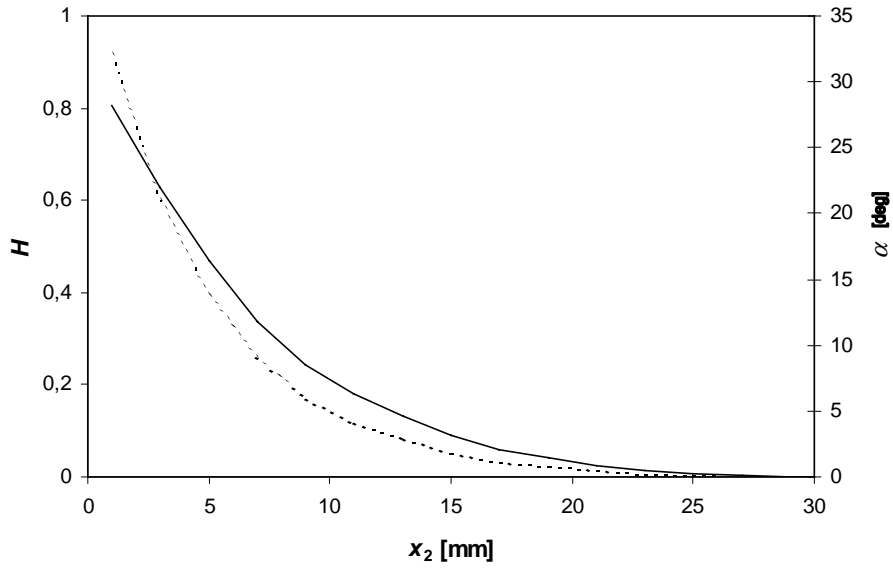


Abbildung 3.20: Entropie H und α -Winkel in Abhängigkeit der Objektgeometrie. Die durchgezogene Linie bezeichnet H , die gestrichelte α . $\theta = 40^\circ$, $\lambda = 23\text{cm}$, $h_0 = 3500\text{m}$.

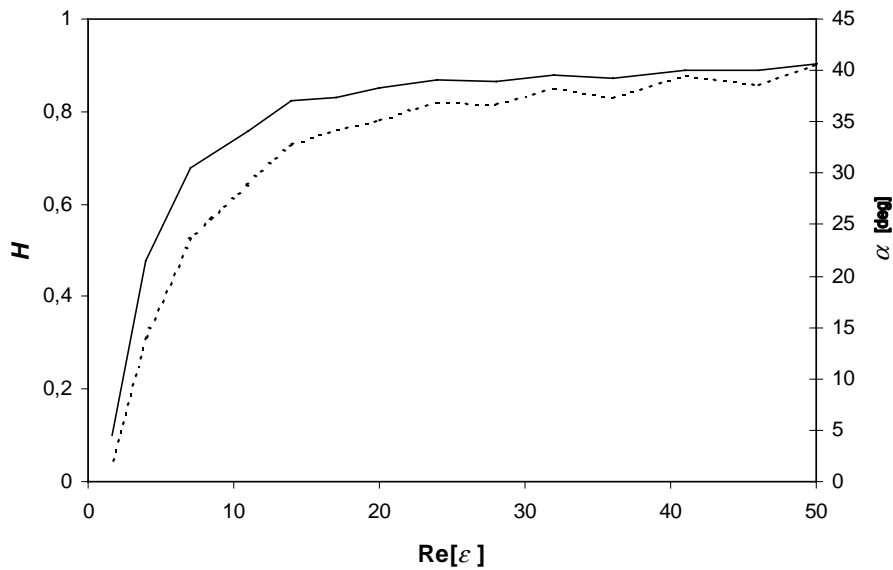


Abbildung 3.21: Entropie H und α -Winkel in Abhängigkeit der Dielektrizitätskonstante ε . Die durchgezogene Linie bezeichnet H , die gestrichelte α . $\theta = 40^\circ$, $\lambda = 23\text{cm}$, $h_0 = 3500\text{m}$.

3.17 dargestellt sind, für den polarimetrischen Fall wiederholt und die Auswirkungen auf H und α untersucht. Zunächst wird also die Dimension x_2 der Ellipsoide variiert, so daß man die Streueigenschaften von einem Dipol zu einem kreisförmigen Streuobjekt hin ändert. Die die-

lektrischen Eigenschaften bleiben unberührt. Abbildung 3.20 kann entnommen werden, daß sowohl die Entropie H als auch der α -Winkel im Falle von Dipolen sehr hoch sind, dann aber schnell abnehmen, wenn der Streumechanismus zunehmend isotrop wird. Dies steht im direkten Einklang mit der Zunahme der Kohärenz γ_{hhvv} (s. Abb. 3.16).

Verändert man nun die Dielektrizitätskonstante ε der Streuer bei konstanter Objektgeometrie (Dipole mit $x_1 = 30\text{mm}$, $x_2 = 1\text{mm}$, $x_3 = 1\text{mm}$), so erhält man das in Abb. 3.21 dargestellte Ergebnis. Ist ε sehr klein, so ist der Streumechanismus nahezu isotrop, was sich in kleinen H - und α -Werten ausdrückt. Mit wachsendem ε steigt die Anisotropie und damit auch H und α . Verglichen mit dem Verhalten von γ_{hhvv} aus Abb. 3.17 ergibt sich wieder eine sehr gute Übereinstimmung. Sowohl γ_{hhvv} als auch H und α reagieren sehr sensitiv auf Veränderungen der Objektgeometrie und der Dielektrizitätskonstante. Die Sensitivität verringert sich allerdings, wenn eine zusätzliche Variation in den Orientierungswinkeln η und τ eingeführt wird. Da natürliche Streuobjekte wie Wald dazu tendieren, eine sehr ungeordnete Orientierung der einzelnen Streuer zu besitzen, ist zu erwarten, daß die Observablen eine wesentlich geringere Variation aufweisen, als in den Simulationen für den Idealfall gezeigt wurde. In Kap. 3.4.2 erfolgt eine Untersuchung über evtl. Möglichkeiten, nadelartige Streuer von blattartigen durch ihre unterschiedlichen interferometrischen und polarimetrischen Streueigenschaften voneinander zu trennen.

3.4 Validierung

In den vorangegangenen Kapiteln wurden bereits verschiedene Möglichkeiten zur Extraktion von physikalischen Parametern mittels des Modells aufgezeigt. Die Validierung der Simulationsergebnisse dient dazu, die Realisierbarkeit und Genauigkeit dieser Möglichkeiten zu untersuchen, eventuelle Stärken oder Schwächen des Modells zu finden und die Kausalitäten zu ergründen. Bei der Oberflächenstreuung soll hierbei die Extraktion von Bodenrauhigkeit- und feuchte überprüft werden. Im Falle der Volumenstreuung liegt das Hauptaugenmerk auf der Extraktion der Vegetationshöhe (wird z.B. für die Bestimmung der Biomasse benötigt) und auf der Unterscheidung verschiedener Vegetationstypen – in diesem speziellen Fall soll zwischen Laub- und Nadelbäumen unterschieden werden.

Allgemein ist bei der Validierung zu beachten, daß nicht nur das Modell, sondern auch die verwendeten Daten fehlerbehaftet oder ungeeignet sein können. Es ist also jeweils zwischen

den einzelnen Fehlerquellen klar zu unterscheiden, was sicher nicht einfach und in manchen Fällen sogar unmöglich sein kann.

3.4.1 Bestimmung von Oberflächenparametern

Der für die Validierung der Modellierung von Oberflächenstreuung verwendete, voll polarimetrische Datensatz im L-Band (polarimetrisch kalibriert nach [82]), stammt von einer Datenaufzeichnung des E-SAR [83][24] im Rahmen eines Radar Pilotprojekts zur Kartierung von Überflutungsgebieten der Elbe-Region [84], welches in das übergeordnete Systemprojekt "Morphodynamik der Elbe" des Deutschen Forschungsministeriums eingebettet ist. Die Testregion liegt nahe der früheren Grenze zur Deutschen Demokratischen Republik zwischen Lenzen (Elbe km 465) und Cumlosen (Elbe km 485).

Zur Zeit des Überflugs im April 1997 wurden Ground Truth Daten von heterogenen Oberflächenstrukturen in fünf ausgesuchten Testgebieten gesammelt und beinhalten Bodenfeuchte, Rauigkeit, Bewuchsart und Bewuchshöhe. Die Bodenrauigkeit wurde mit Nagelbrettern in vier verschiedenen Richtungen gemessen:

- parallel zur Bearbeitungsrichtung des Feldes
- senkrecht zur Bearbeitungsrichtung des Feldes
- parallel zur Flugrichtung des Sensors
- senkrecht zur Flugrichtung des Sensors

Das Nagelbrett wurde hierzu über dem Boden positioniert und photographiert. Die Bilder wurden dann digital weiterverarbeitet und die Position der einzelnen Nägel mittels speziell angepasster Bildverarbeitung extrahiert, wobei die Positionen im Bild über die bekannte Nagelbrettgeometrie in wirkliche Bodentopographie umgerechnet werden können. Aus diesen Informationen lassen sich dann die Rauigkeitsparameter σ und ℓ bestimmen. Die Rauigkeiten parallel und senkrecht zur Bearbeitungsrichtung der Felder sind hier nicht relevant, da der Sensor sich im Allgemeinen nicht in dieser Geometrie bewegt. Ebenso wurde für das Modell eine gleiche mittlere Rauigkeit in Azimuth und Entfernung angenommen, so daß die Rauigkeiten parallel und senkrecht zur Flugrichtung für die Validierung gemittelt werden.



Abbildung 3.22: Intensitätsbild in *hh*-Polarisation (E-SAR, L-Band). Die roten Ziffern bezeichnen diejenigen Felder, für die Ground Truth Information gesammelt wurde.

Die Bodenfeuchte wurde mit TDR-Sonden (**T**ime **D**omain **R**eflectometer) und zusätzlich durch die traditionelle gravimetrische Methode an mehreren Stellen der Felder bis zu einer Tiefe von 4 cm bestimmt und anschließend gemittelt.

Die mir freundlicherweise zur Verfügung gestellten Ground Truth Daten enthalten allgemeine Informationen über den Ort, Zustand, Bewuchs und Bodenfeuchte von insgesamt 18 Feldern, wobei nur für 11 dieser Felder auch die Rauigkeit bestimmt wurde. Davon befinden sich wiederum 4 Felder nicht in der aufgenommenen Szene. Die verbleibenden 7 Felder waren zusätzlich entweder bewachsen (Gras) oder es befanden sich noch Reste vom bereits abgeernteten Bewuchs (Stroh bzw. Strohhoppeln) auf der Oberfläche. Demnach ist zu erwarten, daß zusätzlich zu der Oberflächenstreuung in allen Fällen auch noch Volumenstreuung hinzukommt, welche die Meßergebnisse signifikant verändern wird. Leider wurden keine derartigen Ground Truth Erhebungen für Felder gänzlich ohne Bewuchs durchgeführt, so daß mit diesen Daten vorlieb genommen werden muß.

Abbildung 3.22 zeigt den Ausschnitt des Intensitätsbilds in *hh*-Polarisation des entsprechenden Testgebiets. Die durch die Ground Truth Erhebung vollständig erfaßten Felder sind durch rote Zahlen gekennzeichnet. Wie hier schon deutlich zu erkennen ist, sind die rückgestreuten

Intensitäten stark unterschiedlich. Bei niedrigen Oberflächenrauigkeiten wird auch eine niedrige Intensität erwartet, da bei glatteren Oberflächen immer mehr Leistung vom Sensor weg reflektiert wird. Da diese Felder allerdings bewachsen bzw. mit einer gewissen Auflage versehen sind, wird ihre Rauigkeit hauptsächlich durch die Art und Menge des Bewuchses bzw. der Auflage bestimmt, und nicht von der Rauigkeit im Sinne des Modells. Damit ist ebenso zu erwarten, daß sowohl die Entropie H und die Kohärenz γ_{hhvv} weit von den erwarteten Werten abweichen, da sie vorwiegend von den Effekten der Volumenstreuung beeinflusst werden. Der α -Winkel wird entsprechend der Simulationsergebnisse nicht von der Rauigkeit beeinflusst, so daß zumindest bei sehr geringem Bewuchs eine gewisse Abhängigkeit von der Bodenfeuchte erwartet werden kann.

Die aus dem voll polarimetrischen Datensatz extrahierten Entropie- und α -Werte als auch die Kohärenzkarte zwischen der hh - und vv -Polarisation dieses Ausschnitts sind in Abb. 3.23 dargestellt. Es ist leicht zu sehen, daß alle 7 Felder sehr hohe Werte für die Entropie aufweisen, was auf einen hohen Anteil an Volumenstreuung schließen läßt. Die niedrige Kohärenz γ_{hhvv} deutet dabei auf einen hoch anisotropen Streuvorgang hin, wobei der bis zu 45° reichende α -Winkel einen hohen Anteil an Dipolstreuung oder Doppelreflexionen vermuten läßt. Um diese aus den SAR-Daten bestimmten Observablen mit den Vorhersagen des Modells zu vergleichen, werden mit den gegebenen Ground Truth Informationen über Bodenfeuchte (und damit Dielektrizitätskonstante) und Rauigkeit die entsprechenden Szenarien nachgebildet und die polarimetrischen Observablen simuliert. Die gegebenen Rauigkeiten erfüllen nur die Voraussetzungen für eine Bragg-Oberfläche, so daß nur die SPM-Lösung verwendet werden kann. Die Ergebnisse für die aus den Daten extrahierten Werte als auch für die simulierten Werte sind in Tabelle 3.1 zu finden. Die simulierten Werte für H und γ_{hhvv} sind ausgespart, da sie mit $H \approx 0.03$ und $\gamma_{hhvv} \approx 0.98$ zu weit von den gemessenen Werten abweichen. Zusätzlich zu den Werten wird in der Tabelle noch die Bedeckung der Felder angegeben. Bei einer Grasbedeckung (Felder 3 und 6) sind die α -Winkel bei ca. 45° . Da die Dielektrizitätskonstante von Gras relativ hoch ist, wird hier also die Dipolstreuung sehr gut wiedergegeben. Zwar weist auch das Feld 5 einen α -Winkel von ca. 45° auf, dieser kann jedoch auch durch die kohärente Summe von Oberflächenstreuung und Doppelreflexion zustande kommen. Sind die liegenden Strohstoppen z.B. vorwiegend parallel zur Flugrichtung orientiert, ist ein hoher Anteil an Doppelreflexion zu erwarten. Die Felder 1, 2, 4 und 7 haben einen durchschnittlichen α -Winkel von etwa 25° , weisen aber alle auch eine hohe Entropie von $H > 0.5$ auf.

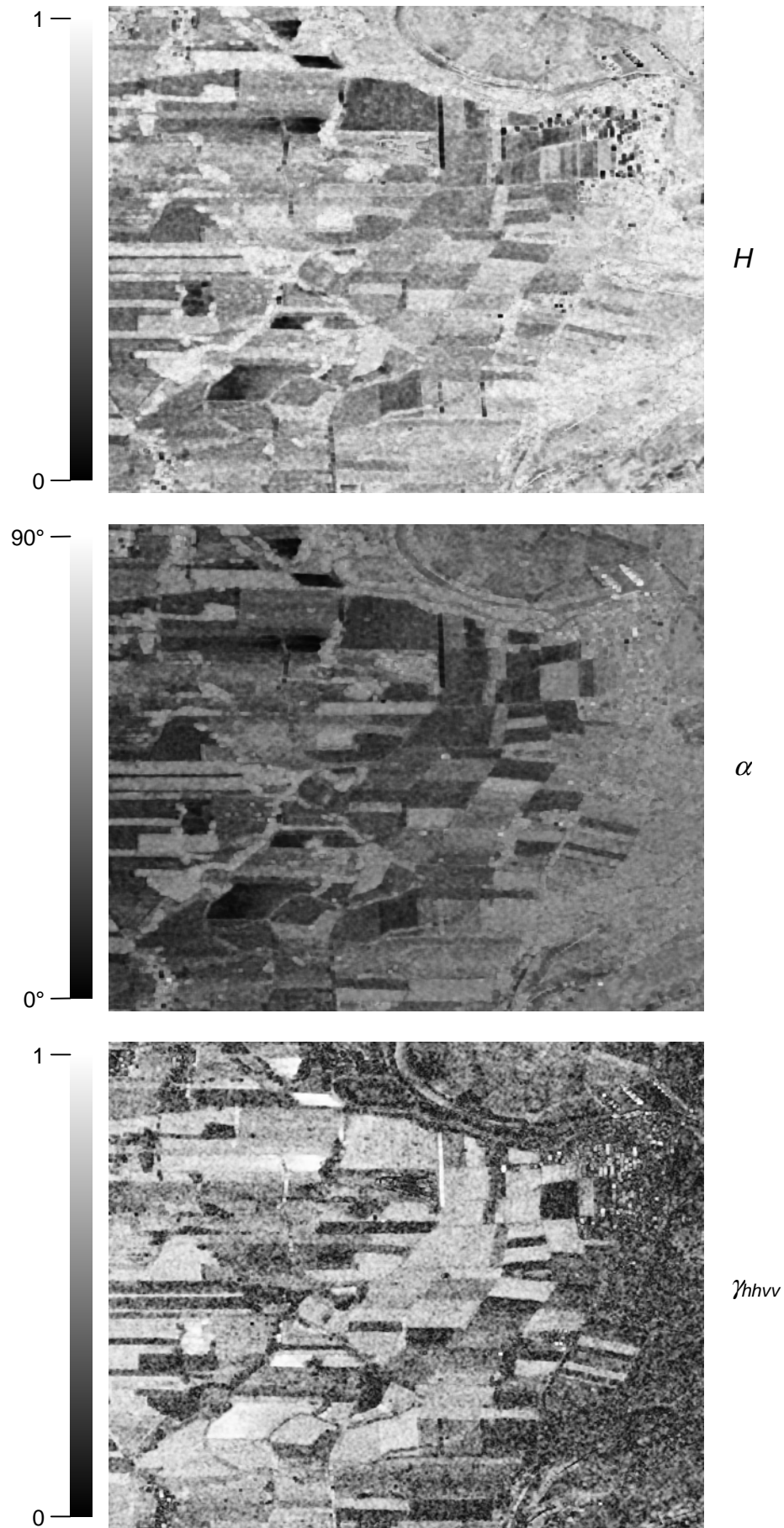
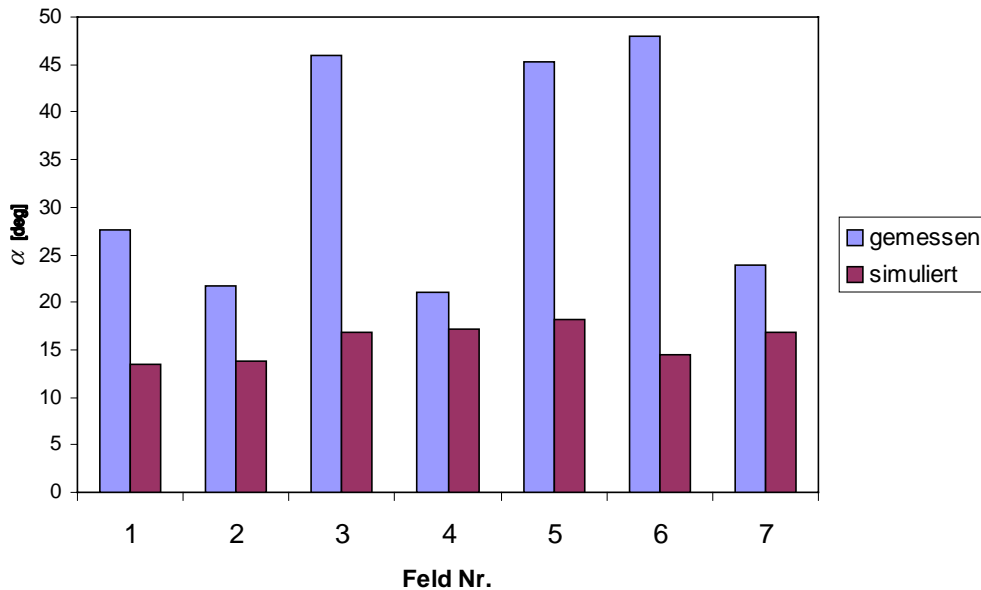


Abbildung 3.23: Entropie H , α -Winkel und γ_{hhvv} für die in Abb. 3.22 gezeigte Szene.

Tabelle 3.1: Oberflächenparameter, polarimetrische Observablen und Beschreibung der Bedeckung der in Abb. 3.22 gezeigten Felder

| Feld | σ [m] | ℓ [m] | m_v [%] | θ [°] | H | γ_{hhvv} | α [°] | α_{sim} [°] | Bedeckung |
|------|--------------|------------|-----------|--------------|------|-----------------|--------------|--------------------|-----------------------|
| 1 | 0.02 | 0.16 | 21.0 | 43.91 | 0.66 | 0.71 | 27.56 | 13.5 | Strohstoppen 15-30 cm |
| 2 | 0.02 | 0.12 | 21.1 | 46.85 | 0.53 | 0.77 | 21.77 | 13.8 | Strohstoppen liegend |
| 3 | 0.01 | 0.14 | 10.3 | 48.47 | 0.81 | 0.25 | 45.92 | 16.9 | Grasnarbe 15-20 cm |
| 4 | 0.02 | 0.10 | 10.0 | 48.21 | 0.48 | 0.82 | 20.97 | 17.1 | Strohaufgabe liegend |
| 5 | 0.03 | 0.20 | 7.5 | 48.20 | 0.69 | 0.27 | 45.25 | 18.1 | Strohstoppen liegend |
| 6 | 0.01 | 0.01 | 17.1 | 44.87 | 0.84 | 0.24 | 47.98 | 14.4 | Grasnarbe 30-50 cm |
| 7 | 0.04 | 0.15 | 11.4 | 45.03 | 0.58 | 0.77 | 23.84 | 16.8 | Strohaufgabe liegend |

Dies deutet auf Beiträge von mehreren verschiedenen Streumechanismen hin, so daß der α -Winkel nicht nur durch reine Oberflächenstreuung bewirkt wird. Dies erklärt auch die große Diskrepanz zwischen den gemessenen und den simulierten Werten. Eine graphische Darstellung dieser Ergebnisse erfolgt in Abb. 3.24, wobei hier sehr deutlich zu sehen ist, daß der α -

**Abbildung 3.24:** Graphische Darstellung der gemessenen α -Winkel gegenüber den simulierten Werten für die entsprechenden Felder aus Abb. 3.22.

Winkel generell deutlich vom Modell unterschätzt wird. Zudem ist noch nicht einmal ein gewisser Trend zu erkennen, was aber bei der geringen Anzahl von Testwerten auch nicht zu erwarten war. In diesem Fall ist es also leider nicht möglich, die Bodenfeuchte über den gemessenen α -Winkel unter Verwendung der Modellergebnisse zu extrahieren. Der Hauptgrund

ist die Tatsache, daß alle Felder zur Zeit des Überflugs noch irgendeine Art von Bewuchs oder Bedeckung aufweisen und somit für die Validierung eines Modells für reine Oberflächenstreuung denkbar ungeeignet sind. Da die Ground Truth Erhebung vor der Entstehung dieser Arbeit stattgefunden hat, konnte auch leider kein Einfluß auf die Art der Messungen bzw. deren Verwendbarkeit für die Validierung genommen werden. Auch ist nicht bekannt, in wie weit eine eventuell fehlerbehaftete polarimetrische Kalibrierung der Daten die Ergebnisse beeinflusst. Deswegen kann hier auch nicht festgestellt werden, wie gut oder schlecht die Aussagen des Modells zutreffen. Eine geeignetere Überprüfung sollte deshalb Gegenstand zukünftiger Tätigkeiten sein, da die Bestimmung von Bodenfeuchte ein wichtiger Aspekt ist und immer noch großer Bedarf an zuverlässigen Methoden besteht. Eine Anpassung bzw. Erweiterung des Modells ist sicher vonnöten, jedoch kann diese nicht ohne Kenntnis der realen Begebenheiten erfolgen.

Bei der Simulation könnte zwar durch Hinzufügen von stehenden oder liegenden dipolartigen Streuern zur reinen Oberflächenstreuung die Wirklichkeit besser angenähert werden, jedoch würde die explizite Abhängigkeit des α -Winkels von der Bodenfeuchte dadurch signifikant gestört, wodurch eine Extraktion der Bodenfeuchte wohl nicht mehr möglich wäre.

3.4.2 Bestimmung von Vegetationsparametern

Für die Validierung von Volumenstreuung wurde ebenfalls ein vom E-SAR aufgezeichneter, voll polarimetrischer Datensatz im L-Band verwendet, wobei die gleiche Szene zwei Mal kurz nacheinander mit parallel leicht versetzten Flugbahnen überflogen wurde, um ein interferometrisches Datenpaar zu erzeugen. Der Zeitpunkt der Überflüge war im Mai 1998 und die mittlere senkrechte Basislinie B_s beträgt etwa 10m. Da die Flugbahnen vom Piloten nicht exakt eingehalten werden können, müssen die Bewegungsfehler des Flugzeugs nachträglich korrigiert werden. Diese sog. Bewegungskompensation, speziell für E-SAR, ist in [85] beschrieben. Auch dieser Datensatz wurde polarimetrisch kalibriert [82]. Das überflogene Testgebiet ist die Gegend um Oberpfaffenhofen/Deutschland, wodurch die Begehung und Ground Truth Erhebung erheblich erleichtert wurde, da es sich in unmittelbarer Nähe des DLR Oberpfaffenhofen befindet.

Ein erster Eindruck von dem Waldgebiet, das zur Validierung herangezogen wurde, wird besonders gut durch zwei optische Aufnahmen im sichtbaren und infrarot-Bereich vermittelt

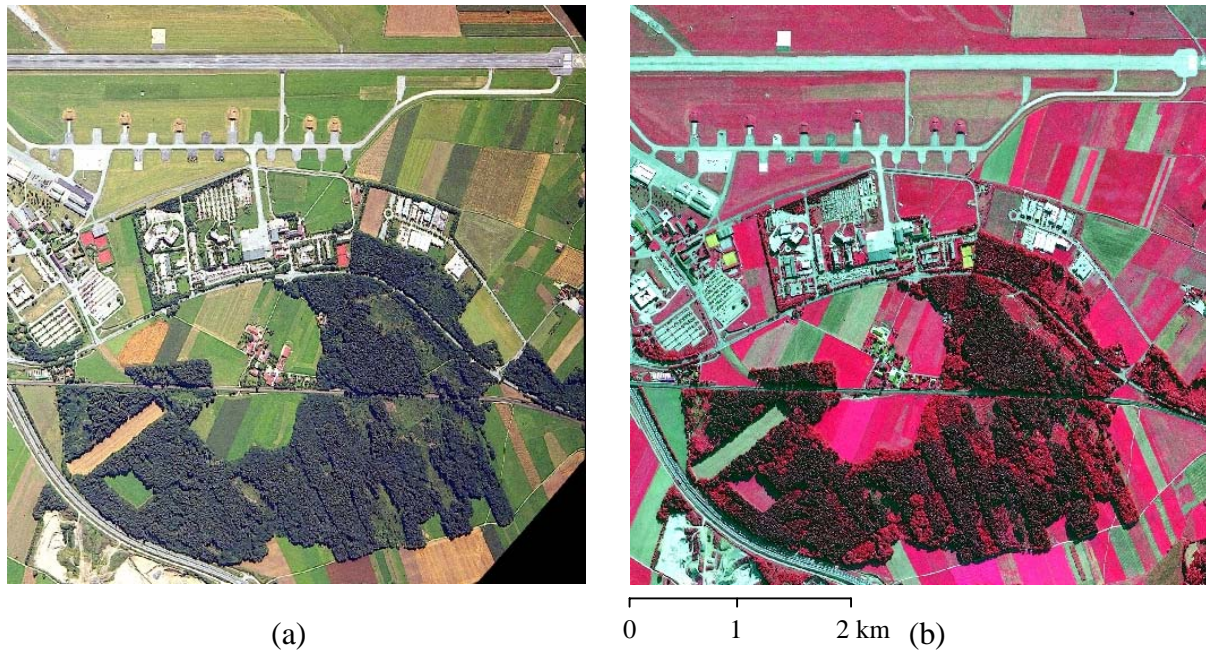


Abbildung 3.25: Optische Bilder des Testgebiets Oberpfaffenhofen im (a) sichtbaren und (b) infrarot-Bereich. Beide Bilder sind verzerrt, so daß sie mit der Geometrie der SAR-Bilder übereinstimmen.

(Abb. 3.25). Beide Bilder wurden 1997 aufgenommen und können deshalb von der Szenerie von 1998 abweichen. Das leicht zu erkennende Waldgebiet enthält verschiedene Baumbestände, wobei in erster Linie reine Fichtenbestände vorkommen. Zusätzlich findet man vor allem an den Waldrändern kleinere Buchenbestände und vereinzelt auch Mischwald. Wo sich diese Bestände befinden, läßt sich gut anhand des Infrarotbildes ermitteln, da Nadelwald sehr dunkel erscheint, wohingegen Laubwald verschiedene Rottöne annimmt.

Abbildung 3.26 zeigt die Intensitätsbilder der zeitlich gesehen ersten Radaraufnahme in allen Polarisationen. Die Intensität in der hv -Polarisation zeigt den höchsten Kontrast zwischen Volumen- und Oberflächenstreuung, da bei Oberflächenstreuung in dieser Polarisation nur sehr wenig Leistung reflektiert wird. Da durch die komplexen Streuvorgänge im Volumen die einfallende Polarisation stark verändert wird, kommt auch eine hohe Intensität in der hv -Polarisation zustande. Der Kontrast in den beiden anderen Polarisationen ist nicht so groß, da die Oberflächen hier viel stärker beitragen. Vor allem in der hh -Polarisation scheint ein Problem im Bereich der Landebahn (ganz oben im Bild) aufgetreten zu sein, da das Bild hier kaum noch Strukturen aufweist. Weshalb dieser Fehler auftritt ist leider nicht bekannt. Er

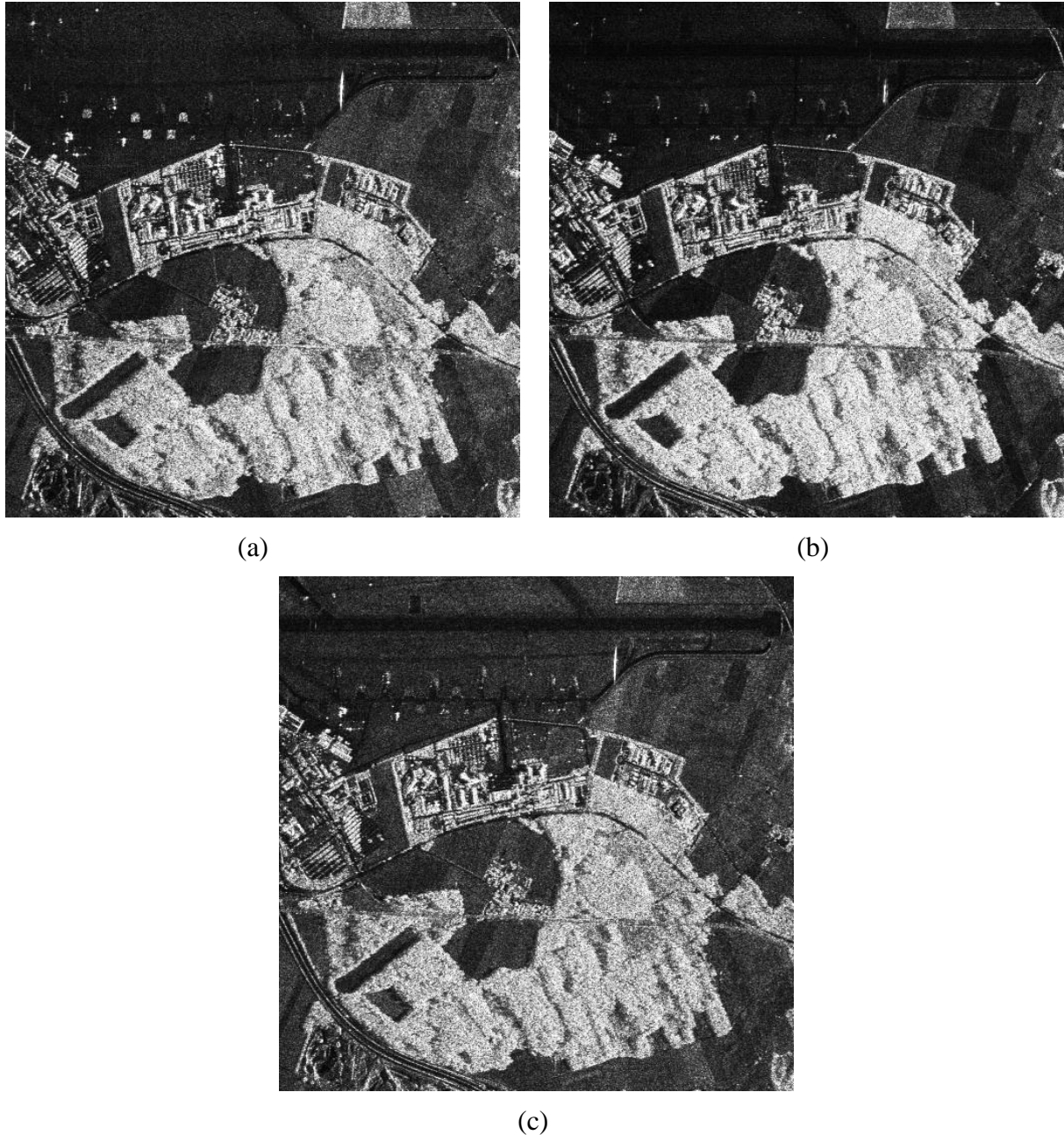


Abbildung 3.26: Intensität der Radaraufnahmen vom Testgebiet Oberpfaffenhofen in den Polarisationen (a) hh , (b) hv und (c) vv .

wird sich später auch bei den polarimetrischen Observablen H und α niederschlagen, ist aber weniger von Interesse, da dieser Teil des Bildes für die Validierung nicht benötigt wird.

Zunächst soll untersucht werden, ob es anhand der verfügbaren Observablen möglich ist, die verschiedenen Waldtypen zu unterscheiden. In Kap. 3.3.3 wurde bereits anhand verschiedener Simulationen festgestellt, daß Nadeln und Blätter sich polarimetrisch unterschiedlich verhalten, da sie sich in der Anisotropie ihrer Streumechanismen stark unterscheiden. Wald besteht

zwar generell aus vielen verschiedenen Streuern, jedoch überwiegen Blätter und Nadeln allein schon zahlenmäßig. Die Ergebnisse aus Kap. 3.3.3 lassen deshalb erwarten, daß die Observablen H und α für Laubwald kleiner sein sollten als für Nadelwald. Genau der umgekehrte Fall sollte für die Kohärenz γ_{hhvv} eintreten. Diese drei Observablen wurden aus dem Datensatz extrahiert und sind in Abb. 3.27 dargestellt. Vergleicht man die Ergebnisse mit dem Infrarotbild aus Abb. 3.25 (b), so erkennt man schon auf den ersten Blick, daß keine Unterschiede zwischen Laub- und Nadelwäldern festgestellt werden können. Die Werte für die Entropie H liegen sowohl bei Laub-, als auch bei Nadelwald im Mittel bei 0.77 und zeigen keinerlei Tendenz abzufallen, wenn von einem reinen Fichtenbestand zu einem reinen Buchenbestand gewechselt wird. Ebenso verhält es sich für den α -Winkel und die Kohärenz γ_{hhvv} . Die Mittelwerte liegen hier bei $\alpha = 45^\circ$ und $\gamma_{hhvv} \approx 0.24$ und weichen in keinem Fall signifikant ab; Tendenzen sind ebenfalls nicht zu erkennen (s. auch Tab. 3.2 am Ende dieses Kap.). Daß sich die einzelnen Waldtypen polarimetrisch nicht voneinander unterscheiden, mag viele Ursachen haben. Der offensichtlichste Grund ist, daß ein Wald nicht nur ausschließlich aus Blättern und Nadeln besteht, sondern eben auch Zweige, Äste, Baumstämme, Untergehölz und der Boden (mit z.T. sehr unterschiedlicher Beschaffenheit) zur Reflexion beitragen. Die Streumatrix wird von allen diesen Streuvorgängen beeinflusst und damit auch die kohärente Zielzerlegung. Die Orientierung der Streuer spielt ebenfalls eine entscheidende Rolle, wie sich schon in Kap. 3.3.3 abgezeichnet hat: die Blätter und Nadeln sind sicher nicht optimal zum Sensor orientiert (z.B.: ein um 90° zur Blickrichtung gedrehtes Blatt verhält sich polarimetrisch wie eine Nadel). Damit scheint dieses Ergebnis die Vermutung zu bestätigen, daß bei einer zunehmend ungeeigneten Orientierung die Unterscheidung der Streuer immer schwieriger wird. Auch die polarimetrische Kalibrierung der Daten kann wiederum zu Fehlern bei der Berechnung der polarimetrischen Observablen führen. Dabei ist noch nicht klar, in wie weit sich Fehler bei der Kalibrierung auf die Eigenwertzerlegung auswirken und somit die Ergebnisse beeinflussen.

Als nächstes soll untersucht werden, ob die Schichtdicke von Vegetation aufgrund der damit zusammenhängenden Volumendekorrelation extrahiert werden kann. Im Falle von Wald entspricht die Schichtdicke der mittleren Baumhöhe, wobei diese vom Boden bis zur Spitze der Baumkrone definiert sein soll. Für die Ground Truth Erhebung wurde in einigen ausgesuchten Beständen die mittlere Baumhöhe mit einem Hypsometer gemessen. Dabei wurden für jeden Bestand zwischen fünf und zehn repräsentative Bäume ausgesucht, vermessen und die

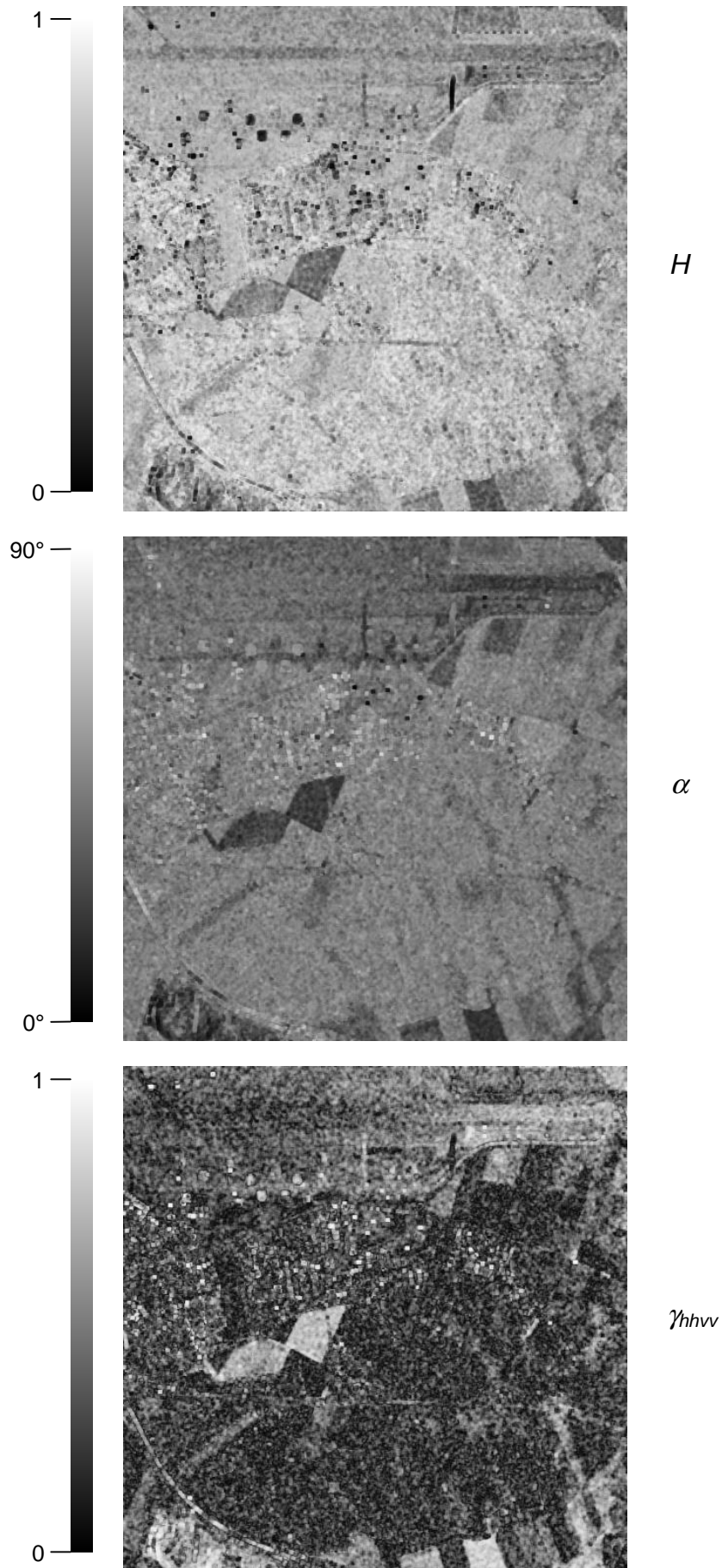


Abbildung 3.27: Entropie H , α -Winkel und γ_{hhvv} für die in Abb. 3.26 gezeigte Szene.

Ergebnisse gemittelt. Um die Vorhersagen des Modells mit diesen gemessenen Werten zu vergleichen wurde das folgende Verfahren angewandt:

Nimmt man wie schon in Kap. 3.3.3 erwähnt an, daß die Dämpfung im L-Band gering ausfällt, so daß alle Streuer im Volumen zu dem rückgestreuten Signal beitragen, so hängen die Kohärenzen γ_{hhhh} , γ_{hvhv} und γ_{vvvv} aufgrund der Simulationsergebnisse von drei Parametern ab:

- Schichtdicke D bzw. Baumhöhe h_B
- Blickwinkel θ
- Senkrechte Basislinie B_s

Die Basislinie B_s ist bei der Aufnahmegeometrie des E-SAR nicht konstant, da der Blickwinkel θ im L-Band von ca. 25° bis 60° über die Entfernungsrichtung variiert und damit auch die senkrechte Komponente der Basislinie B verändert. Die Änderung der Basislinie ist proportional zur Änderung des Blickwinkels, was die Anzahl der Parameter auf zwei reduziert, da θ und B_s äquivalent sind. Mit Hilfe des Modells werden nun die Kohärenzen für Baumhöhen $0\text{m} \leq h_B \leq 70\text{m}$ und für Basislinien $7\text{m} \leq B_s \leq 11\text{m}$ simuliert, wodurch man eine zweidimensionale Funktion $\gamma_{mpq} = f(h_B, B_s)$ erhält. Diese Funktion kann nun leicht invertiert werden, so daß man die Baumhöhe h_B in Abhängigkeit von B_s und γ_{mpq} extrahiert, man erhält also eine Funktion $h_B = f(B_s, \gamma_{mpq})$. Mittels dieser Funktion können die aus den Radardaten bestimmten Kohärenzen direkt in Baumhöhen umgesetzt werden. Diese Prozedur wurde auf die drei Kohärenzarten γ_{hhhh} , γ_{hvhv} und γ_{vvvv} des Testgebiets angewandt und die resultierenden Karten der Baumhöhen sind in Abb. 3.28 dargestellt. Diejenigen Gebiete, in denen kein Wald vorkommt und somit keine Volumenstreuung zu erwarten ist, wurden ausmaskiert (schwarz). Die mittlere Baumhöhe, die über die ganze Szene ermittelt wurde, beträgt in der hh -Polarisation 32.5m, in der hv -Polarisation 32.0m und in der vv -Polarisation 31.3m, also in einem durchaus sinnvollen Bereich im Vergleich zur Ground Truth mit $\overline{h_B} = 25\text{m} \pm 5\text{m}$. In einigen Gebieten ist die Baumhöhe lokal weit überschätzt mit Höhen von bis zu 70m. Man kann in diesen Gebieten auch einen signifikanten Verlust an Kohärenz erkennen, der eindeutig nicht auf die Baumhöhe zurückzuführen ist. Da diese Verluste in allen drei Polarisationen auftreten, kann ein polarimetrischer Effekt ausgeschlossen werden. Die in vereinzelt Gebieten zu niedrige Kohärenz kann hauptsächlich temporalen Veränderungen zwischen den beiden Aufnahmen zugeschrieben werden. So kann es z.B. durch Windböen lokal zu starken Bewegungen der

Streuer kommen, wohingegen an anderen Stellen kaum Änderungen auftreten. Ein weiterer Grund für die Diskrepanzen könnte auch stark unterschiedliche Oberflächenstreuung vom Boden unterhalb der Baumkronen sein. Die Intensität der Rückstreuung wächst mit der Rauigkeit der Oberfläche, so daß eine sehr raue Oberfläche durchaus einen sehr großen Beitrag zur Gesamtstreuung liefern kann. Je größer dieser Beitrag wird, desto mehr wird das Phasenzentrum des gesamten Streuvorgangs zu dem der Oberflächenstreuung tendieren. Dies verändert schließlich auch das interferometrische Verhalten und damit die Kohärenz. Auch Ungenauigkeiten bei der Bewegungskompensation und damit der interferometrischen Prozessierung der Daten kann zu einem Verlust von Kohärenz führen, da die Flugbahn bei der interferometrischen Prozessierung sehr genau bestimmt werden muß. Gerade aber die Flugbahn ist bei einem Flugzeug alles andere als geradlinig. Ist die Korrektur unzureichend können lokal große Fehler auftreten, was sich bei der Bestimmung der Kohärenz sehr stark auswirkt. Da all diese Effekte nicht voneinander getrennt werden können, läßt sich nicht nachvollziehen, was für den Abfall der Kohärenz verantwortlich ist. Eine wesentliche Vereinfachung und Verbesserung des Verfahrens bestünde in der Verwendung von Single-Pass Interferometrie, wodurch die temporalen Fehler und auch die Bewegungsfehler der Plattform entfallen würden. Eine Überprüfung der Genauigkeit bzw. eine Abschätzung der Grenzen des Verfahrens wäre dann auch einfacher durchzuführen.

Nichtsdestotrotz lassen sich auch die vorhandenen Ergebnisse auf ihre Genauigkeit und ihre Anwendbarkeit überprüfen. Hierzu werden in Tab. 3.2 die extrahierten Baumhöhen mit den Daten aus der Ground Truth Erhebung verglichen. In Abb. 3.29 sind die Bestände, für welche die Ground Truth gemessen wurde, durch Ziffern gekennzeichnet. Die Tabelle enthält auch Information über den vorherrschenden Baumtyp der Bestände und ebenso die Ergebnisse der polarimetrischen Auswertung. Schon anhand der Tabelle läßt sich erkennen, daß die Baumhöhen insgesamt leicht überschätzt werden, in manchen Fällen sind die Fehler sehr groß, in anderen wiederum wird die Höhe sehr gut bestimmt. Dies deutet darauf hin, daß die temporale Dekorrelation die Kohärenz in manchen Gebieten etwas vermindert, was schließlich zur Überschätzung der Baumhöhen führt. Die Modellvorhersagen könnten nun so angepaßt werden, daß ebenfalls leichte temporale Veränderungen berücksichtigt werden. Da dies aber wieder für die gesamte Szene gelten würde, wären dann die Bereiche, in denen keine Kohärenzverluste auftreten, unterschätzt. Wie vorab schon erwähnt gibt es keine Möglichkeit, die Gebiete mit temporaler Dekorrelation zu lokalisieren – Abhilfe kann nur durch Single-Pass Interferometrie erreicht werden.

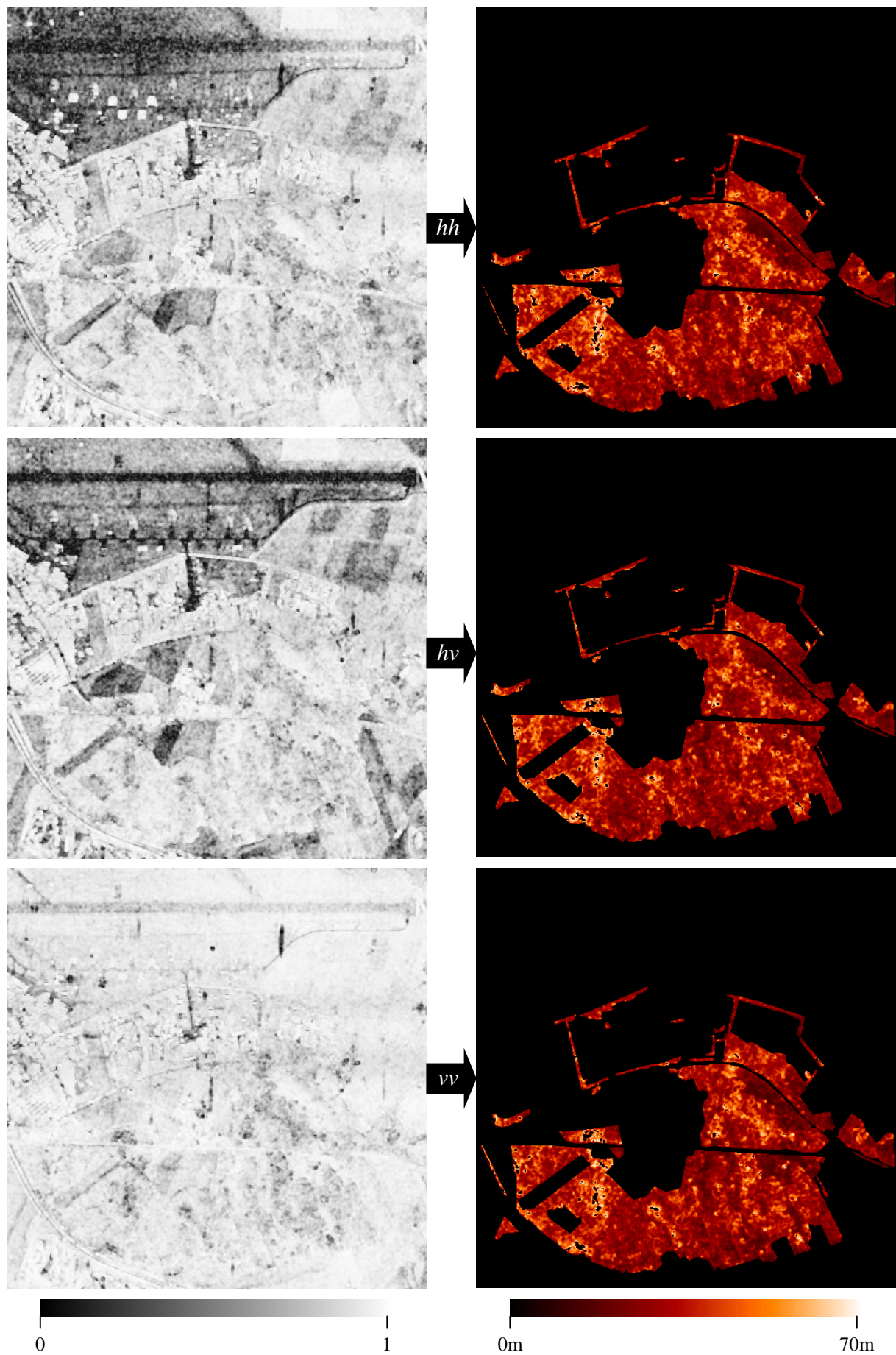


Abbildung 3.28: Umsetzung der Kohärenzkarten (versch. Pol.) in Baumhöhen.



Abbildung 3.29: Infrarotbild des Testgebiets. Die Bestände, für die Ground Truth gemessen wurde, sind mit den Ziffern 1-14 gekennzeichnet.

Tabelle 3.2: Gemessene Observablen zu den in Abb. 3.29 dargestellten Gebieten

| Bestand | Art | h_B - GT [m] | h_B - γ_{hhh} [m] | h_B - γ_{vhv} [m] | h_B - γ_{vvv} [m] | α [°] | H | γ_{hhvv} |
|---------|-------|----------------|----------------------------|----------------------------|----------------------------|--------------|------|-----------------|
| 1 | Nadel | 25.5 | 36.2 | 30.7 | 33.1 | 44.3 | 0.72 | 0.26 |
| 2 | Laub | 26.8 | 36.1 | 28.6 | 29.4 | 42.8 | 0.79 | 0.24 |
| 3 | Nadel | 29 | 35.6 | 36.6 | 33.2 | 44.1 | 0.75 | 0.24 |
| 4 | Nadel | 19.4 | 33.2 | 30.3 | 32.5 | 45.3 | 0.79 | 0.22 |
| 5 | Laub | 17.8 | 31.3 | 31.1 | 30.1 | 45.8 | 0.73 | 0.25 |
| 6 | Laub | 23.4 | 34.5 | 32.3 | 28.6 | 46.2 | 0.73 | 0.23 |
| 7 | Nadel | 27.3 | 29.5 | 27.5 | 29.8 | 45.5 | 0.81 | 0.23 |
| 8 | Nadel | 31.5 | 38.2 | 34.3 | 30.2 | 46.4 | 0.77 | 0.23 |
| 9 | Laub | 21.1 | 39.9 | 32.3 | 39.5 | 45.8 | 0.84 | 0.22 |
| 10 | Nadel | 24.3 | 24.7 | 34.7 | 29.9 | 44.8 | 0.77 | 0.27 |
| 11 | Nadel | 32.4 | 30.1 | 31.7 | 30.5 | 45.5 | 0.75 | 0.24 |
| 12 | Nadel | 24.3 | 27.4 | 23.7 | 25.4 | 44.1 | 0.76 | 0.25 |
| 13 | Laub | 28.8 | 29.6 | 28.4 | 26.7 | 47.4 | 0.77 | 0.22 |
| 14 | Laub | 16.1 | 26.7 | 27.2 | 26.1 | 44.2 | 0.81 | 0.22 |

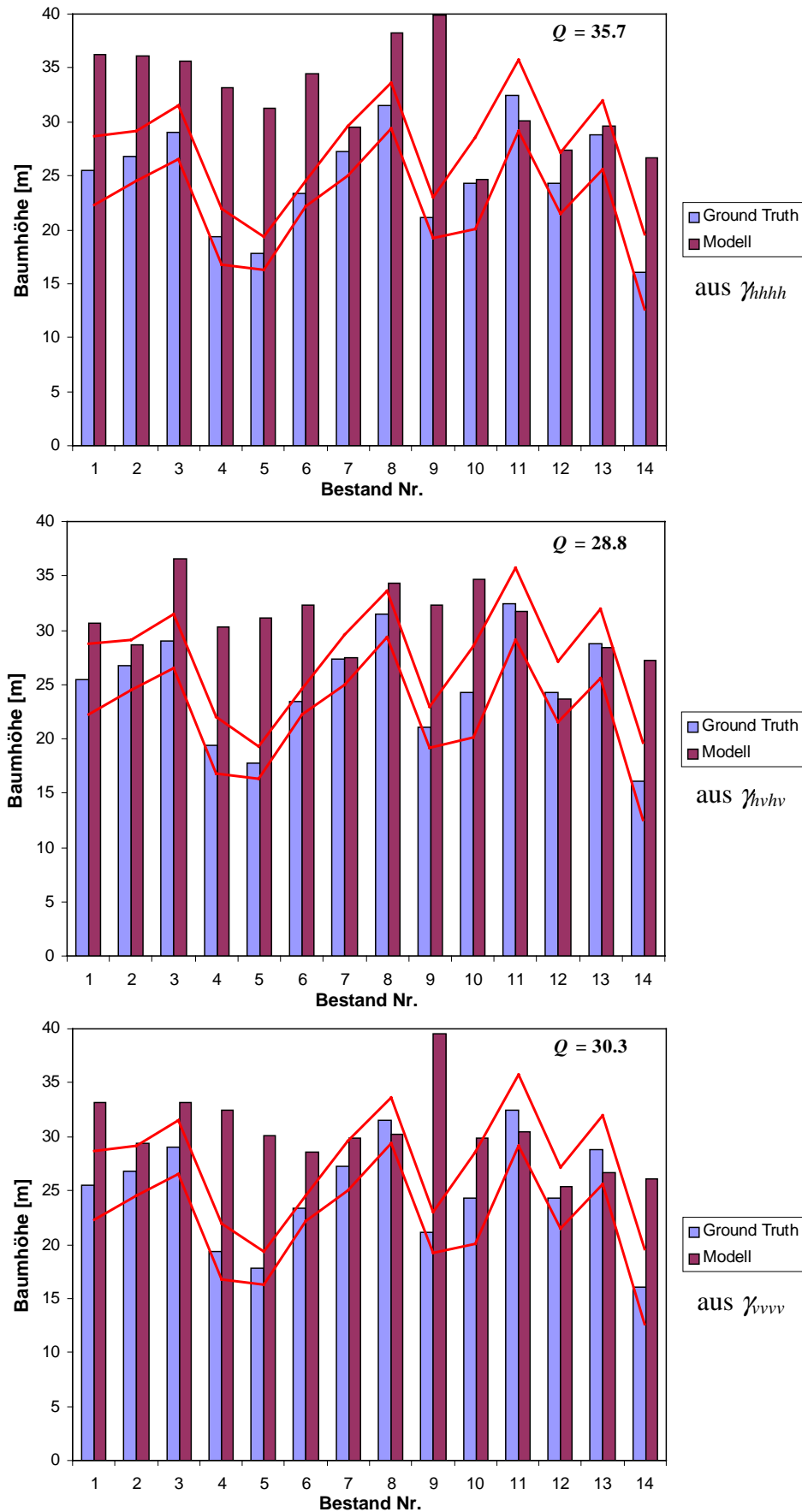


Abbildung 3.30: Vergleich der extrahierten Baumhöhen mit den Ground Truth Daten. Die roten Linien sind die 1σ – Fehlergrenzen der Ground Truth Werte.

Die extrahierten Baumhöhen variieren in bezug auf die Polarisation, in der die Kohärenzkarten berechnet wurden. In Abb. 3.30 ist leicht zu sehen, daß die Bestimmung der Baumhöhen aus der Kohärenz γ_{vhv} Werte mit der insgesamt kleinsten Abweichung im Sinne der Methode der kleinsten Fehlerquadrate aufweist (mit $Q = \sqrt{(h_{B,GT} - h_{B,\gamma})^2}$). Da eventuelle Effekte der Oberflächenstreuung in der hv -Polarisation die geringsten Beiträge liefern und dadurch hier fast ausschließlich die Volumenstreuung eine Rolle spielt, sind hier auch die besten Ergebnisse zu erwarten. Hingegen haben die Daten in der hv -Polarisation das schlechteste Signal-zu-Rausch-Verhältnis, was zu einer Beeinträchtigung der Phasenmessung führen und somit den guten Ergebnissen entgegenwirken kann. In der hh -Polarisation liefert die Extraktion die schlechteste Übereinstimmung, was unter Umständen auf den großen Anteil an Oberflächenstreuung zurückzuführen ist. Sieht man sich zudem noch die Kohärenzkarte γ_{hhh} etwas genauer an, so ist zu erkennen, daß die Kohärenz insgesamt, sowohl bei Oberflächen- als auch bei Volumenstreuung, schlechter ausfällt als in der vv -Polarisation. Dies liegt in erster Linie an der geringeren rückgestreuten Intensität in der hh -Polarisation, da die meisten natürlichen Streuobjekte vertikal orientiert sind und in der vv -Polarisation einen größeren Beitrag liefern (z.B. Gras, Getreide, Baumstämme, etc.). Dadurch wird wieder das Signal-zu-Rausch-Verhältnis verringert und damit die Phasenmessung zunehmend gestört. Andererseits können auch Fehler in der Prozessierung der Daten für diesen Effekt mit verantwortlich sein. Dies kann jedoch nicht verifiziert werden. Zieht man all diese Fehlerquellen in Betracht, so ist das Ergebnis durchaus positiv zu werten, da die gemessene Baumhöhe zwar lokal abweichen kann, aber insgesamt einen guten Schätzwert für die mittlere Baumhöhe des gesamten Gebiets abwirft. Die mittlere Baumhöhe kann wiederum sehr gut zur Bestimmung der Biomasse verwendet werden, womit eine solide Grundlage für eine wichtige Anwendung geschaffen wäre.

4 Zusammenfassung

Das in dieser Arbeit entwickelte Modell ist in der Lage, Oberflächenstreuung und Volumenstreuung sowohl für interferometrische als auch für polarimetrische Ansprüche zu simulieren. Die Simulationsergebnisse haben gezeigt, daß die einfache Struktur des Modells der Fähigkeit zur Interpretation sehr entgegen kommt. Die Ursachen der einzelnen Effekte können in jedem der simulierten Szenarien gefunden und nachvollzogen werden.

Im Falle der Oberflächenstreuung wurde gezeigt, daß die Parameter zur Beschreibung der Rauigkeit zwar durchaus simulierbare interferometrische und polarimetrische Effekte hervorrufen, es war aber schon anhand der geringen Ausmaße dieser Effekte zu vermuten, daß sie sich in gemessenen Daten nicht finden lassen. Hingegen hat sich die Dielektrizitätskonstante der Oberfläche als Haupteinflußparameter der polarimetrischen Observable α -Winkel erwiesen. Da die Dielektrizitätskonstante eng mit der Bodenfeuchte verknüpft ist, stellt die Extraktion dieses Parameters aus dem gemessenen α -Winkel eine mögliche Anwendung für hydrologische und agrarwirtschaftliche Zwecke dar. Die Validierung konnte dieses Verfahren durch die ungeeignete Wahl der Ground Truth Daten nicht eindeutig widerlegen, jedoch hat sich gezeigt, daß es in keinem Fall für Oberflächen mit Bewuchs anwendbar ist. Leider waren keine Ground Truth Daten für vollständig unbewachsene Felder/Oberflächen verfügbar, so daß die Vorhersagen des Modells nicht nachvollzogen werden konnten. Allerdings kann vermutet werden, daß auch in diesem Fall das Modell die Wirklichkeit noch nicht genau genug beschreibt, da sehr starke Vereinfachungen angewendet werden. Aktuelle Untersuchungen zur Verbesserung der bisherigen kohärenten Oberflächenmodelle sind bereits in Arbeit [86]. Im Falle einer erfolgreichen Validierung dieser neuen Ansätze sollten diese sicher in das Modell eingearbeitet werden, um die Vorhersagen erneut zu prüfen und eventuell doch ein gutes Verfahren zur Ermittlung der Bodenfeuchte und -rauigkeit zu ermöglichen.

Die polarimetrischen Simulationsergebnisse für Volumenstreuung haben zur Vermutung Anlaß gegeben, daß es möglich ist, unterschiedliche Waldtypen (Laub- bzw. Nadelwald) mit

Hilfe der polarimetrischen Observablen zu unterscheiden und damit zu klassifizieren. Dies konnte allerdings an einem L-Band Datensatz vom E-SAR nicht nachvollzogen werden. Im Gegenteil, die Entropie H , der α -Winkel und die Kohärenz γ_{hhvv} zeigen bei allen Waldtypen nahezu gleiche Werte. Die Ursache dieser Diskrepanz liegt darin, daß die Simulationsergebnisse nur für Blätter bzw. Nadeln errechnet wurden, ein reeller Wald aber aus einer Vielzahl verschiedener Streuer besteht. Diese anderen Streuobjekte (Zweige, Äste, Stämme, etc.) modifizieren die gemessenen Werte anscheinend in so starkem Maße, daß die vorhergesagten Unterschiede darin verborgen bleiben. Es wäre vorstellbar, daß die Ergebnisse bei einer kürzeren Wellenlänge (z.B. X-Band) den Vorhersagen wesentlich näher kämen, da bei höheren Frequenzen die Eindringtiefe stark abnimmt und somit nicht mehr der gesamte Wald "gesehen" wird, sondern nur noch die Baumkrone. Da diese in Gegensatz zum restlichen Baum einen sehr viel größeren Anteil an Blättern oder Nadeln hat, könnten die Ergebnisse charakteristischer ausfallen. Leider gibt es noch kein voll polarimetrisches System im X-Band, so daß eine Untersuchung dieser Art im Moment nicht möglich ist.

Die interferometrischen Vorhersagen haben bei der Volumenstreuung ergeben, daß die Volumendekoration nicht von der Art der Streuer abhängt, sondern nur von der Schichtdicke des Volumens. Deshalb wurde ein Verfahren entwickelt, das aus gemessenen Kohärenzen mittels simulierter Ergebnisse Vegetationshöhen bestimmen soll. Dieses Verfahren wurde ebenfalls anhand eines E-SAR Datensatzes in Kombination mit Ground Truth Daten überprüft. Die ermittelten Baumhöhen stimmen mit der Ground Truth recht gut überein, obwohl lokal teils relativ große Fehler auftreten. Diese wurden in erster Linie temporalen Effekten zugeschrieben, da bereits leichte Positionsänderungen der Streuer zwischen den Aufnahmen die Kohärenz vermindern. Aber auch unterschiedliche Bodenbeschaffenheit oder topographische Inhomogenitäten können zu Fehlern führen, was jedoch nicht von den temporalen Effekten getrennt werden kann. Um dies genauer untersuchen zu können, würde ein interferometrisches System im Single-Pass Modus benötigt, welches aber im L-Band noch nicht verfügbar ist. Betrachtet man die ermittelten Baumhöhen nicht lokal, sondern über das gesamte Testgebiet, so wird die mittlere Baumhöhe zwar leicht überschätzt, kann aber trotzdem zur Abschätzung der Biomasse verwendet werden. Bei der Bestimmung von Verdunstungsmengen sind lokale Diskrepanzen eher von geringem Interesse, weshalb die großflächige Ermittlung der mittleren Baumhöhe für diesen Anwendungsbereich sicherlich gut geeignet ist. Die Biomasse kann über die Baumhöhe mittels geeigneter empirischer oder semiempirischer Modelle (z.B. [28]) durchgeführt werden, wobei jedoch der Baumtyp bekannt sein muß. Eine

Klassifikation der Waldgebiete kann zwar, wie schon erwähnt, leider nicht mit polarimetrischen Methoden erreicht werden, in Kombination mit Infrarot-Bildern eröffnen sich hier allerdings neue Perspektiven.

Zum Abschluß sollen noch ein paar Verbesserungsvorschläge und damit ein Ausblick für zukünftige Tätigkeiten bzw. Erweiterungen aufgelistet werden:

- Die Oberflächenmodellierung sollte den natürlichen Gegebenheiten besser angepaßt werden, so daß die Vorhersagen ein weiteres Spektrum an Bodenbeschaffenheit abdecken können. Im Hinblick auf hydrologische und agrarwirtschaftliche Anwendungen sollte hierbei das Hauptaugenmerk auf der Bestimmung der Bodenfeuchte liegen, da die Rauigkeit nur eine untergeordnete Rolle spielt.
- Bei der Volumen- und vor allem Vegetationsmodellierung sollten auch weitere wichtige Bestandteile wie Zweige, Äste und Stämme implementiert werden, um das Streuverhalten besser zu beschreiben. Die Schwierigkeit besteht darin, daß solche Objekte eine große räumliche Ausdehnung haben und somit nicht nur durch eine einzige Position im Volumen dargestellt werden können. Es stellt sich demnach die Frage, ob das Streuverhalten dieser Objekte auf einen einzigen Punkt reduziert werden kann und darf, und welche Näherungen dabei berücksichtigt werden müssen.
- Für die Validierung sollten die Datensätze und die Ground Truth sehr sorgfältig ausgewählt werden, um die in dieser Arbeit aufgetretenen Schwierigkeiten schon im Vorfeld zu minimieren. Die Simulationsergebnisse sollten deshalb schon vorab vorliegen, um die Messungen möglichst gut an die Anforderungen anpassen zu können.
- Es wäre wünschenswert, ein voll polarimetrisches System mit der Fähigkeit zur Single-Pass Interferometrie zur Verfügung zu haben, um temporalen Effekten vorzubeugen und damit die Validierung zu vereinfachen. Ein solches System ist aber in der Praxis mit einem hohen Entwicklungs- und Kostenaufwand verbunden und nur sehr schwierig zu realisieren, zumal im L-Band die räumlichen Anforderungen sehr groß ausfallen, sowohl in bezug auf die Antennengröße als auch in bezug auf die Basislinie.

5 Literaturverzeichnis

- [1] Beckmann, P., Spizzichino, A., "The Scattering of Electromagnetic Waves from Rough Surfaces," Pergamon Press, 1963.
- [2] Ulaby, F.T., Moore, R.K., Fung, A.K., "Microwave Remote Sensing, Active and Passive," vol. 2, Norwood, MA: Artech House, 1986.
- [3] Van de Hulst, H.C., "Light Scattering by Small Particles," Dover Publications, New York, 1981.
- [4] Fung, A.K., "Microwave Scattering and Emission Models and Their Applications," Boston, MA: Artech House, 1994.
- [5] Hsieh, C.-Y., Fung, A.K., Nesti, G., Sieber, A.J., Coppo, P., "A Further Study of the IEM Surface Scattering Model," IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, vol. 35, no. 4, pp. 901-909, 1997.
- [6] Tsang, L., Kong, J.A., Shin, R.T., "Theory of Microwave Remote Sensing," New York: Wiley-Interscience, 1985.
- [7] Ulaby, F.T., Sarabandi, K., McDonald, K., Whitt, M., Dobson, M.C., "Michigan Microwave Canopy Scattering Model," International Journal of Remote Sensing, vol. 11, no. 7, pp. 1223-1253, 1990.
- [8] McDonald, K., Dobson, M.C., Ulaby, F.T., "Using MIMICS to Model L-Band Multian-gle and Multitemporal Backscatter From a Walnut Orchard," IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, vol. 28, no. 4, 1990.
- [9] Hagberg, J.O., Ulander, L.M.H., Askne, J., "Repeat-Pass SAR Interferometry Over For-ested Terrain," IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, vol. 33, no. 2, pp. 331-340, 1995.
- [10] Askne, J., Dammert, P.B.G., Ulander, L.M.H., Smith, G., "C-Band Repeat-Pass Inter-ferometric Observations of the Forest," IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, vol. 35, no. 1, pp. 25-35, 1997.
- [11] Sarabandi, K., Lin, Y.-C., "Simulation of Interferometric SAR Response for Character-izing the Scattering Phase Center Statistics of Forest Canopies," IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, in press.
- [12] Treuhaft, R.N., Madsen, S.N., Moghaddam, M., van Zyl, J.J., "Vegetation Characteris-tics and Underlying Topography from Interferometric Radar," Radio Science, vol. 31,

- no. 6, pp. 1449-1485, 1996.
- [13] Sarabandi, K., Brown, C.G., Pierce, L., "Tree Height Estimation from the Polarimetric and Interferometric Radar Response," Proceedings of IGARSS'99, vol. 4, pp. 1986-1988, Hamburg, 1999.
 - [14] Treuhaft, R.N., Law, B.E., Siqueira, P.R., "Estimating Forest Vertical Structure from Multialtitude, Fixed-Baseline Radar Interferometric and Polarimetric Data," Proceedings of IGARSS'99, vol. 4, pp. 2209-2211, Hamburg, 1999.
 - [15] D'Elia, S., Jutz, S., "SAR Mission Planning for ERS-1 and ERS-2," ESA Bulletin no. 90, May 1997.
 - [16] Raney, R.K., Luscombe, A.P., Langham, E.J., "RADARSAT," Proceedings of the IEEE, vol. 79, no. 6, pp. 839-849, 1991.
 - [17] Jordan, R.L., Huneycutt, B.L., Werner, M., "The SIR-C/X-SAR Synthetic Aperture Radar System," Proceedings of the IEEE, vol. 79, pp. 827-838, 1991.
 - [18] Nemote, Y., Nishino, H., Ono, M., Mizutamari, H., Nishikawa, K., Tanaka, K., "Japanese Earth Resources Satellite-1 Synthetic Aperture Radar," Proceedings of the IEEE, vol. 79, no. 6, pp. 800-809, 1991.
 - [19] Louet, J., Bruzzi, S., "ENVISAT Mission & System", Proceedings of IGARSS'99, vol. 3, pp. 1680-1682, Hamburg, 1999.
 - [20] Suchail, J.-L., Buck, C., Guijarro, J., Torres, R., "The Envisat-1 Advanced Synthetic Aperture Radar Instrument," Proceedings of IGARSS'99, vol. 2, pp. 1441-1443, Hamburg, 1999.
 - [21] Zebker, H.A., Madsen, S.N., Martin, J., Wheeler, K.B., Miller, T., Lou, Y., Alberti, G., Vetrella, S., Cucci, A., "The TOPSAR Interferometric Radar Topographic Mapping Instrument," IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, vol. 30, no. 5, pp. 933-940, 1992.
 - [22] van Zyl, J.J., Zebker H.A., Hensley, S., Haub, D., Wiesbeck, W., "The New Dual Frequency (C- and L-Band) Topsar Airborne Interferometric SAR," Proceedings of IGARSS'95, pp. 2270-2272, Florence, Italy, 1995.
 - [23] Christensen, E.L., Skou, N., Dall, J., Woelders, K.W., Jorgensen J.H., Granholm, J., Madsen, S.N., "EMISAR: An Absolutely Calibrated Polarimetric L- and C-Band SAR," IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, vol. 36, no. 6, pp. 1852-1864, 1998.
 - [24] Horn, R., Scheiber, R., Buckreuz, S., Zink, M., Moreira, A., "E-SAR Generates Level-3 SAR Products for ProSmart," Proceedings of IGARSS'99, vol. 2, pp. 1195-1199, Hamburg, 1999.
 - [25] Scheiber, R., Reigber, A., Ulbricht, A., Papathanassiou, K.P., Horn, R., Buckreuz, S., Moreira, A., "Overview of Interferometric Data Acquisition and Processing Modes of the Experimental Airborne SAR System of DLR," Proceedings of IGARSS'99, vol. 1, pp. 35-37, Hamburg, 1999.

- [26] Baumgartner, A., Liebscher, H.-J., "Lehrbuch der Hydrologie, Band 1: Allgemeine Hydrologie," Gebrüder Bornträger, Berlin 1990.
- [27] Dyck, S., Peschke, G., "Grundlagen der Hydrologie," Verlag für Bauwesen, Berlin, 1995.
- [28] Kasischke, E.S., Christensen, N.L., Haney, E.M., "Modeling of Geometric Properties of Loblolly Pine Tree and Stand Characteristics for Use in Radar Backscatter Studies," IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, vol. 32, no. 4, pp. 800-822, 1994.
- [29] Detlefsen, J., "Radartechnik," Springer-Verlag, Berlin, 1989.
- [30] Moreira, J., "Bewegungsextraktionsverfahren für Radar mit synthetischer Apertur," Dissertation, Technische Universität München / DLR Oberpfaffenhofen, 1992.
- [31] Reigber, A., "Multitemporale Analyse der Kohärenz von SAR-Daten," DLR Interner Bericht IB-551-6/97, Diplomarbeit, Universität Konstanz, Februar 1997.
- [32] Buckreuz, S., "Bewegungskompensation für flugzeuggetragene SAR-Systeme," DLR-Forschungsbericht 94-17, Dissertation, Universität Stuttgart, 1994.
- [33] Dainty, J.C., "Laser Speckle and Related Phenomena," Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1975.
- [34] Von Hippel, A.R., "Dielectric Materials and Applications," MIT Press, Cambridge, MA., 1954.
- [35] Hecht, E., "Optik," Addison-Wesley, Bonn, 1989.
- [36] Zebker, H.A., Villasenor, J., Madsen, S.N., "Topographic Mapping from ERS-1 and SEASAT Radar Interferometry," Proceedings of IGARSS '92, Houston, pp. 387-388, 1992.
- [37] Ghilia, D.C., Prit, M.D., "Two-Dimensional Phase Unwrapping: Theory, Algorithms, and Software," John Willey & Sons, New York, 1998.
- [38] Rodriguez, E., Martin, J.M., "Theory and Design of Interferometric Synthetic Aperture Radars," IEE Proceedings - F., vol. 139, no. 2, April 1992.
- [39] Papathanassiou, K.P., "Polarimetric SAR Interferometry," Dissertation, Technische Universität Graz / DLR Oberpfaffenhofen, Januar 1999.
- [40] Fornaro, G., Franceschetti, G., Lanari, R., Sansosti, E., "Robust Phase Unwrapping Techniques: A Comparison," Journal of the Optical Society of America, vol. 13, no. 12, 1996.
- [41] Touzi, R., Lopes, A., Vachon, P.W., "Estimation of the Coherence Function for Interferometric SAR Applications," Proceedings of EUSAR '96, pp. 241-244, Königswinter, 1996.
- [42] Gatelli, F., Monti Guarnieri, A., Parizzi, F., Pasquali, P., Prati, C., Rocca, F., "The Wavenumber Shift in SAR Interferometry," IEEE Transactions on Geoscience and Re-

- remote Sensing, vol. 32, no. 4, pp. 855-865, 1994.
- [43] Prati, C., Rocca, F., "Improving Slant-Range Resolution with Multiple SAR Surveys," IEEE Transactions on Aerospace Electronic Systems, vol. 29, no. 1, pp. 135-143, 1993.
- [44] Bergmann, Schaefer, "Lehrbuch der Experimentalphysik," Band III, 1.Teil: Wellenoptik, De Gruyter, Berlin, 1962.
- [45] Born, M., Wolf, E., "Principles of Optics," Pergamon Press, Oxford, 1991.
- [46] Kennaugh, E.M., "Effects of Type of Polarization on Echo Characteristics," Reports 381-1 to 394-24, Antenna Laboratory, The Ohio State University Research Foundation, Columbus, OH, 1949-1954.
- [47] Deschamps, G.A., "Geometrical Representation of the Polarization of a Plane Electromagnetic Wave," Proceedings of IRE, vol. 39, no. 5, pp. 540-544, 1951.
- [48] Graves, C.D., "Radar Polarization Power Scattering Matrix," Proceedings of IRE, vol. 44, no. 5, pp. 248-252, 1956.
- [49] Henderson, F.M., Lewis, A.J., (ed.), "Principles and Applications of Imaging Radar," vol. 2 of Manual of Remote Sensing (ed. Reyerson, R.A.), chapter 5: "Polarimetry in Radar Remote Sensing: Basics and Applied Concepts," Third Edition, John Wiley & Sons, New York, 1998.
- [50] Jones, R.C., "A New Calculus for the Treatment of Optical Systems I: Description and Discussion," Journal of the Optical Society of America, vol. 31, pp. 488-493, 1941.
- [51] Jones, R.C., "A New Calculus for the Treatment of Optical Systems II: Proof of the Three General Equivalence Theorems," Journal of the Optical Society of America, vol. 31, pp. 493-499, 1941.
- [52] Jones, R.C., "A New Calculus for the Treatment of Optical Systems III: The Stokes Theory of Optical Activity," Journal of the Optical Society of America, vol. 31, pp. 500-503, 1941.
- [53] Kostinski, A.B., Boerner, W.M., "On the Foundations of Radar Polarimetry," IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 34, no. 12, pp. 1395-1404, 1986.
- [54] Azzam, R.M., Bashara, N.M., "Ellipsometry and Polarized Light," North Holland, Amsterdam, Third Edition, 1989, Harcourt Brace Jovanovich College Publishers, Orlando, 1988.
- [55] Boerner, W.M., El-Arini, M.B., "Polarization Dependence in Electromagnetic Inverse Problems," IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 29, no. 2, pp. 262-271, 1981.
- [56] Boerner, W.M. (ed.), "Direct and Inverse Methods in Radar Polarimetry," NATO ASI Series C, Math. and Phys. Science, Kluwer Academic Publishers, Netherlands, 1992.
- [57] Johnson, J.C., "Physical Meteorology," John Wiley & Sons, New York, 1954.
- [58] Mott, H., "Polarization in Antennas and Radar," John Wiley & Sons, New York, 1986.

- [59] Battan, L.J., "Radar Observation of the Atmosphere," The University of Chicago Press, London, 1973.
- [60] Cloude, S.R., Pottier, E., "A Review of Target Decomposition Theorems in Radar Polarimetry," IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, vol. 34, no. 2, pp. 498-518, 1996.
- [61] Cloude, S.R., "Group Theory and Polarization Algebra," OPTIK, vol. 75, no. 1, pp. 26-36, 1986.
- [62] Cloude, S.R., Pottier, E., "Concept of Polarization Entropy and Optical Scattering," Optical Engineering, vol. 34, no. 6, pp. 1599-1610, 1995.
- [63] Krogager, E., "A New Decomposition of the Radar Target Scattering Matrix," Electronical Letters, vol. 26, no. 18, pp. 1525-1526, 1990.
- [64] Krogager, E., Freeman, A., "Three Component Break-downs of Scattering Matrices for Radar Target Identification and Classification," Proceedings of PIERS '94, Noordwijk, The Netherlands, p. 391, 1994.
- [65] Krogager, E., Czyz, Z.H., "Properties of the Sphere, Diplane, Helix Decomposition," Proceedings of 3rd International Workshop on Radar Polarimetry (JIPR '95), IRESTE, Univ. Nantes, France, pp. 106-114, 1994.
- [66] Cloude, S.R., Pottier, E., "An Entropy Based Classification Scheme for Land Applications of Polarimetric SAR," IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, vol. 35, no. 1, 1997.
- [67] Cloude, S.R., "The Physical Interpretation of Eigenvalue Problems in Optical Scattering Polarimetry," Proceedings of SPIE '97, vol. 3121, Polarization: Measurement, Analysis, and Remote Sensing, pp. 88-99, SPIE's 42nd Annual Meeting, San Diego, 1997.
- [68] Hellmann, M., Cloude, S.R., Papathanassiou, K.P., "Interpretation of SAR-Data using Polarimetric and Interferometric Techniques," Proceedings of SPIE '97, vol. 3120, Wideband Interferometric Sensing and Imaging Polarimetry, pp. 255-266, SPIE's 42nd Annual Meeting, San Diego, 1997.
- [69] Cloude, S.R., "Polarimetry: The Characterization of Polarimetric Effects in EM Scattering," PhD thesis, University of Birmingham, Faculty of Engineering, UK, October 1986.
- [70] Cloude, S.R., Papathanassiou, K.P., "Polarimetric SAR Interferometry," IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, vol. 36, no. 5, pp. 1551-1565, 1998.
- [71] Cloude, S.R., Papathanassiou, K.P., "Coherence Optimisation in Polarimetric SAR Interferometry," Proceeding of IGARSS '97, vol. 4, pp. 1932-1934, Singapore, 1997.
- [72] Papathanassiou, K.P., Cloude, S.R., "Polarimetric Effects in Repeat-Pass SAR Interferometry," Proceeding of IGARSS '97, vol. 4, pp. 1926-1928, Singapore, 1997.
- [73] Cloude, S.R., Papathanassiou, K.P., "Polarimetric Radar Interferometry," presented at SPIE's 42nd Annual Meeting, Proc. no. 3120: Wideband Interferometric Sensing and Imaging Polarimetry, San Diego, 1997.

- [74] Chandra, M., Schroth, A., Lüneburg, E., "The Influence of Raindrops Size Distribution on the Determination of Microwave Propagation Properties by Polarimetric Radars," Proceedings of IGARSS'90, vol. 2, pp. 1041-1045, Washington, 1990.
- [75] Stratton, J.A., "Electromagnetic Theory," McGraw-Hill Book Company, New York, 1941.
- [76] Sancer, M.I., "An Analysis of the Vector Kirchhoff Equations and the Associated Boundary Line Charge," Radio Science, vol. 3, pp. 141-144, 1968.
- [77] Thorsos, E.I., "The Validity of the Kirchhoff Approximation for Rough Surface Scattering using a Gaussian Roughness Spectrum," Journal Acoust. Soc. Am., vol. 83, no. 1, pp. 78-92, Jan. 1988.
- [78] Franceschetti, G., Iodice, A., Migliaccio, M., Riccio, D., "The Effect of Surface Scattering on IFSAR Baseline Decorrelation," Journal of Electromagnetic Waves and Applications, vol. 11, pp. 353-370, 1997.
- [79] Hallikainen, M.T., Ulaby, F.T., Dobson, M.C., El-Rayes, M.A., "Microwave Dielectric Behavior of wet soil - Part I: Empirical Models and Experimental Observations," IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, vol. GE-23, pp. 25-34, 1985.
- [80] Cloude, S.R., Fortuny, J., López, J.M., Sieber, A.J., "Wide-Band Polarimetric Radar Inversion Studies for Vegetation Layers," IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, in press.
- [81] Seifert, F.M., Kietzmann, H., Zink, M., "Monitoring Central European Forests Using SIR-C/X-SAR Data," Proceedings of EUSAR '96, pp. 461-464, Königswinter, Germany, 1996.
- [82] Papathanassiou, K.P., Zink, M., "Polarimetric Calibration of the Airborne SAR System of DLR," Proceedings of EUSAR '98, pp. 259-262, Friedrichshafen, Germany, 1998.
- [83] Horn, R., "DLR Airborne SAR Project, Objectives and Status," Proceedings of the First International Airborne Remote Sensing Conference, Strasbourg, France, pp. 11-15, 1994.
- [84] Hajnsek, I., Ergenzinger, P., Schmullius, C., "Flood-Plain Mapping of the River Elbe with Multi-Frequency and Multi-Polarisation Airborne-Radar Data (DLR E-SAR)," Proceedings of IGARSS'98, vol. 2, pp. 998-1000, Seattle, 1998.
- [85] Ulbricht, A., Reigber, A., "Airborne Repeat-Pass Interferometry with DLR's Experimental SAR (ESAR): First Results," Proceedings of EUSAR '98, pp. 241-244, Friedrichshafen, Germany, 1998.
- [86] Cloude, S.R., Papathanassiou, K.P., "Surface Roughness and Polarimetric Entropy," Proceedings of IGARSS'99, vol. 5, pp. 2443-2445, Hamburg, 1999.

6 Abbildungsverzeichnis

| | | |
|-----------|--|----|
| Abb. 2.1: | SLAR Aufnahmegeometrie | 22 |
| Abb. 2.2: | SAR Aufnahmegeometrie | 25 |
| Abb. 2.3: | Beispiel einer Signalkomprimierung, (a) Realteil des Empfangssignals, (b) Amplitude des komprimierten Signals | 28 |
| Abb. 2.4: | Interferometrische Aufnahmegeometrie | 31 |
| Abb. 2.5: | Interferometrische Szenarien zur Berechnung der Abhängigkeit der interferometrischen Phase von (a) der Entfernung und (b) der Höhe von Zielen | 33 |
| Abb. 2.6: | Subtraktion der Fläche-Erde-Komponente: Phasendifferenzbild (a) vor und (b) nach der Korrektur (E-SAR, L-Band, Testgebiet Oberpfaffenhofen) | 34 |
| Abb. 2.7: | Polarisationsellipse einer Welle mit Ausbreitungsrichtung \underline{k} in der h - v -Ebene | 40 |
| Abb. 2.8: | Schematische Darstellung der physikalischen Interpretation des α -Winkels | 48 |
| Abb. 2.9: | Zulässige Region der H - α -Ebene begrenzt durch die Kurven 1 und 2 | 53 |
| Abb. 3.1: | Grundlegende Modellgeometrie | 59 |
| Abb. 3.2: | Modellgeometrie mit mehreren Streuern, die in einem Streuvolumen V beliebig verteilt sind | 60 |
| Abb. 3.3: | Interferometrische Modellgeometrie mit mehreren Streuern, die in einem Streuvolumen V beliebig verteilt sind. Die Sensoren S1 und S2 sind durch die Basislinie B räumlich voneinander getrennt | 61 |
| Abb. 3.4: | Streugeometrie an einer rauen Oberfläche (Physikalische Optik, PO) | 63 |
| Abb. 3.5: | Beispiele für zufällig generierte raue Oberflächen: (a) $\ell = 1$ m, $\sigma = 0.1$ m und (b) $\ell = 0.1$ m, $\sigma = 0.01$ m | 68 |
| Abb. 3.6: | Differenz der Kohärenz einer rauen Oberfläche (PO) mit gegebener Standardabweichung σ (in m) und einer konstanten Korrelationslänge von $\ell = 2.5$ m in bezug auf eine vollkommen glatte Referenzoberfläche | 70 |
| Abb. 3.7: | Basisliniendekorrelation bei einer PO-Oberfläche mit $\ell/\sigma = 6$; die durchgezogene Linie bezeichnet die Kohärenzen γ_{hhhh} und γ_{vvvv} (gleicher Verlauf), die gestrichelte Linie bezeichnet γ_{hhvv} | 71 |

| | | |
|------------|---|----|
| Abb. 3.8: | Kohärenz γ_{hhv} einer rauen Oberfläche in Abhängigkeit von der Rauigkeit ℓ/σ . (a) PO, (b) SPM. Die verwendete Basislinie B ist gleich 40m | 71 |
| Abb. 3.9: | γ_{hhv} in Abhängigkeit der Dielektrizitätskonstante ($\epsilon = 4-0i$ bis $28-6i$) – dargestellt ist nur der Realteil von ϵ . (a) zeigt das Verhalten einer PO-Oberfläche und (b) das einer Bragg-Oberfläche mit jeweils der Rauigkeit $\ell/\sigma = 10$ | 72 |
| Abb. 3.10: | Kohärenz einer PO-Oberfläche in Abhängigkeit von Blickwinkel θ und Basislinie B . $\ell/\sigma = 7.5$ konstant | 73 |
| Abb. 3.11: | Entropie H (durchgezogene Linie) und α -Winkel (gestrichelte Linie) in Abhängigkeit von (a) der Rauigkeit ℓ/σ und (b) der Dielektrizitätskonstante ϵ für eine PO-Oberfläche. Der Blickwinkel θ beträgt 40° | 75 |
| Abb. 3.12: | α -Winkel in Abhängigkeit von der Dielektrizitätskonstante ϵ für eine Bragg-Oberfläche. Der Blickwinkel θ beträgt 40° . Die Rauigkeit hat keinerlei Einfluß | 76 |
| Abb. 3.13: | α -Winkel in Abhängigkeit von der volumetrischen Bodenfeuchte m_v und dem Blickwinkel θ für (a) eine PO-Oberfläche und (b) eine Bragg-Oberfläche | 77 |
| Abb. 3.14: | Geometrie eines dielektrischen Ellipsoids mit den Hauptachsen x_1, x_2, x_3 , den Drehwinkeln θ, τ, η und der komplexen Dielektrizitätskonstante ϵ | 78 |
| Abb. 3.15: | Volumendekorrelation einer Schicht von dielektrischen Ellipsoiden in Abhängigkeit der Schichtdicke D bei einer konstanten Basislinie B von 40m und einem Blickwinkel von $\theta = 40^\circ$; $\lambda = 23\text{cm}$; Sensorhöhe $h_0 = 3500\text{m}$ | 83 |
| Abb. 3.16: | Kohärenz γ_{hhv} in Abhängigkeit der Objektgeometrie. Die gestrichelte Linie bezeichnet den maximal möglichen Wert von γ_{hhv} im Falle von absolut isotropen Streuobjekten. $D = 12.5\text{m}$, $B = 40\text{m}$, $\theta = 40^\circ$, $\lambda = 23\text{cm}$, $h_0 = 3500\text{m}$ | 84 |
| Abb. 3.17: | Kohärenz γ_{hhv} in Abhängigkeit von der Dielektrizitätskonstante ϵ . Die gestrichelte Linie bezeichnet den maximal möglichen Wert von γ_{hhv} im Falle von absolut isotropen Streuobjekten. $D = 12.5\text{m}$, $B = 40\text{m}$, $\theta = 40^\circ$, $\lambda = 23\text{cm}$, $h_0 = 3500\text{m}$ | 85 |
| Abb. 3.18: | Kohärenz γ in Abhängigkeit von der Positionsänderung Δz der Streuobjekte zwischen zwei Aufnahmen. Das Ergebnis ist unabhängig von der Polarisation, deshalb $\gamma = \gamma_{hhh} = \gamma_{hvh} = \gamma_{vvv}$. $D = 12.5\text{m}$, $B = 20\text{m}$, $\theta = 40^\circ$, $\lambda = 23\text{cm}$, $h_0 = 3500\text{m}$ | 87 |
| Abb. 3.19: | Kohärenz γ in Abhängigkeit von der Orientierungsänderung $\Delta \tau$ der Streuobjekte zwischen zwei Aufnahmen. Die Änderung entspricht einer Drehung um die Achse der h -Polarisation. $D = 12.5\text{m}$, $B = 20\text{m}$, $\theta = 40^\circ$, $\lambda = 23\text{cm}$, $h_0 = 3500\text{m}$ | 88 |
| Abb. 3.20: | Entropie H und α -Winkel in Abhängigkeit der Objektgeometrie. Die durchgezogene Linie bezeichnet H , die gestrichelte α . $\theta = 40^\circ$, $\lambda = 23\text{cm}$, $h_0 = 3500\text{m}$ | 89 |

| | | |
|------------|--|-----|
| Abb. 3.21: | Entropie H und α -Winkel in Abhängigkeit der Dielektrizitätskonstante ε . Die durchgezogene Linie bezeichnet H , die gestrichelte α . $\theta = 40^\circ$, $\lambda = 23\text{cm}$, $h_0 = 3500\text{m}$ | 90 |
| Abb. 3.22: | Intensitätsbild in hh -Polarisation (E-SAR, L-Band). Die roten Ziffern bezeichnen diejenigen Felder, für die Ground Truth Information gesammelt wurde | 92 |
| Abb. 3.23: | Entropie H , α -Winkel und γ_{hhvv} für die in Abb. 3.22 gezeigte Szene | 92 |
| Abb. 3.24: | Graphische Darstellung der gemessenen α -Winkel gegenüber den simulierten Werten für die entsprechenden Felder aus Abb. 3.22 | 93 |
| Abb. 3.25: | Optische Bilder des Testgebiets Oberpfaffenhofen im (a) sichtbaren und (b) infrarot-Bereich. Beide Bilder sind verzerrt, so daß sie mit der Geometrie der SAR-Bilder übereinstimmen | 97 |
| Abb. 3.26: | Intensität der Radaraufnahmen vom Testgebiet Oberpfaffenhofen in den Polarisationen (a) hh , (b) hv und (c) vv | 98 |
| Abb. 3.27: | Entropie H , α -Winkel und γ_{hhvv} für die in Abb. 3.26 gezeigte Szene | 100 |
| Abb. 3.28: | Umsetzung der Kohärenzkarten (versch. Pol.) in Baumhöhen | 103 |
| Abb. 3.29: | Infrarotbild des Testgebiets. Die Bestände, für die Ground Truth gemessen wurde, sind mit den Ziffern 1-14 gekennzeichnet | 104 |
| Abb. 3.30: | Vergleich der extrahierten Baumhöhen mit den Ground Truth Daten. Die roten Linien sind die 1σ -Fehlergrenzen der Ground Truth Werte | 105 |

7 Tabellenverzeichnis

| | | |
|-----------|--|-----|
| Tab. 3.1: | Oberflächenparameter, polarimetrische Observablen und Beschreibung der Bedeckung der in Abb. 3.22 gezeigten Felder | 95 |
| Tab. 3.2: | Gemessene Observablen zu den in Abb. 3.29 dargestellten Gebieten | 104 |

8 Danksagung

Ich danke Herrn Prof. Dr. W. Mauser vom Institut für Geographie der Universität München (LMU) herzlich für die Bereitschaft, diese Arbeit wissenschaftlich zu betreuen und für die anregenden Diskussionen und Ratschläge, die den Fortgang der Arbeit gefördert haben.

Die Arbeit entstand am Institut für Hochfrequenztechnik des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR) in Oberpfaffenhofen. Dem Leiter des Instituts, Herrn Dr. W. Keydel, sowie meinem Abteilungsleiter, Herrn Dr. D. Hounam, danke ich für ihre Unterstützung und die Ermöglichung dieser Arbeit. Die direkte Betreuung oblag meinem Gruppenleiter, Herrn Dr. M. Zink, dem ich an dieser Stelle einen besonderen Dank aussprechen möchte für die zahlreichen Diskussionen, Gespräche und Anregungen, die wesentlich zur Entstehung dieser Arbeit beigetragen haben.

Für die nützlichen Gespräche zu Beginn dieser Arbeit danke ich Herrn Prof. Dr. M. Datcu vom Deutschen Fernerkundungsdatenzentrum (DFD). Ein spezieller Dank gilt Herrn Dr. K.P. Papathanassiou und Herrn Prof. Dr. S. Cloude, die mich in die Geheimnisse der Polarimetrischen SAR Interferometrie einweihten und mir stets mit gutem Rat zur Seite standen. Vielen Dank auch an Herrn Dr. M. Chandra für die sehr interessanten und hilfreichen Diskussionen in Sachen Polarimetrie. Weiterhin danke ich den Kollegen A. Reigber, M. Hellmann und A. Ulbricht, die stets ein offenes Ohr für meine Fragen hatten. Im besonderen möchte ich an dieser Stelle Herrn A. Ulbricht für die Zusammenarbeit bei der Ground Truth Erfassung (Messung der Baumhöhen) danken.

Ein sehr herzlicher Dank gebührt meinen Eltern, deren Unterstützung auf all meinen Wegen diese Arbeit erst möglich machte.

Ich widme diese Arbeit meiner Frau Monika und danke ihr für ihre Geduld und Verständnis, für den stetigen und notwendigen Ansporn und die unermüdliche moralische Unterstützung.

9 Lebenslauf

Lebenslauf:

| | | |
|-----------------------|---|--|
| Name: | Thomas Börner | |
| Geburtsdatum: | 12.03.1971 | |
| Geburtsort: | Seefeld | |
| Eltern: | Hans-Jürgen Börner, Heizungsbaumeister Brigitte Börner, geb. Arndt, Bürokauffrau | |
| Anschrift: | Tschaikowskystr. 9, 81245 München | |
| Familienstand: | verheiratet | |
| Schulausbildung: | 1977 – 1981 1981 – 1990 1990 | Grundschule Hechendorf Gymnasium Gilching Abitur |
| Studium: | 1990 – 1996 | Physik-Diplom an der Universität München Externe Diplomarbeit am Institut für Hochfrequenztechnik, DLR Oberpfaffenhofen, mit dem Titel: "Vergleichende Analyse von Verfahren zur Bestimmung der Dielektrizitätskonstante von Waldbäumen", betreut von: Prof. H. Schrötter (LMU) und Dr. M. Zink (DLR) |
| Beginn der Promotion: | Juli 1996 | |
| Berufliche Tätigkeit: | seit Mai 1999 | Jungwissenschaftler am Institut für Hochfrequenztechnik, DLR Oberpfaffenhofen |